

SÉRIE A, N° 1084

N° D'ORDRE :

1928

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Max MORAND

Ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure
Pensionnaire de la Fondation Thiers.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE SUR L'ÉMISSION DES RAYONS POSITIFS, APPLICATION A LA SÉPARATION DES ISOTOPES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 21 Février 1927 devant la Commission d'examen

MM: ABRAHAM *Président.*

FABRY..... }
LESPIÉAU..... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

SÉRIE A, N° 1084

N° D'ORDRE :

1928

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Max MORAND

Ancien élève de l'Ecole Normale Supérieure
Pensionnaire de la Fondation Thiers.

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE SUR L'ÉMISSION DES RAYONS POSITIFS, APPLICATION A LA SÉPARATION DES ISOTOPES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Février 1927** devant la Commission d'examen

MM. ABRAHAM..... *Président.*

FABRY..... } *Examineurs.*

LESPIEAU..... }

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1927

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen..... C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

Doyens honoraires.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

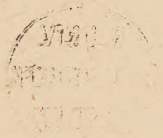
Profess. honoraires..
 P. PUISEUX.
 BOUSSINESQ.
 A. JOANNIS.
 H. LECHATÉLIER.
 H. LEBESGUE.
 A. FERNBACH.
 A. LEDUC.



<i>Professeurs</i>	E. PICARD.....	Analyse supér. et algèbre supérieure.
	KOENIGS.....	Mécanique physique et expérimentale.
	GOUSAT.....	Calcul différentiel et calcul intégral.
	JANET.....	Electrotechnique générale.
	WALLERANT.....	Minéralogie.
	ANDOYER.....	Astronomie.
	PAINLEVÉ.....	Mécanique anal. et mécanique céleste.
	HAUG.....	Géologie.
	G. BERTRAND.....	Chimie biologique.
	M ^{me} P. CURIE.....	Physique générale et radioactivité.
	CAULLERY.....	Zoologie (Evolution des êtres organisés)
	C. CHABRIE.....	Chimie appliquée.
	G. URBAIN.....	Chimie minérale.
	EMILE BOREL.....	Calcul des probabilités et phys. mathém.
	MARCHIS.....	Aviation.
	JEAN PERRIN.....	Chimie physique.
	RÉMY PERRIER.....	Zoologie (Enseignement P. C. N.).
	ABRAHAM.....	Physique.
	M. MOLLIARD.....	Physiologie végétale.
	CARTAN.....	Géométrie supérieure.
	LAPICQUE.....	Physiologie générale.
	VESSIOT.....	Théorie des groupes et calc. des variat.
	COTTON.....	Physique générale.
	DRACH.....	Application de l'analyse à la géométrie.
	G. FABRY.....	Physique.
	CHARLES PÉREZ.....	Zoologie.
	LÉON BERTRAND.....	Géologie appliquée et géolog. régionale.
	LESPIEAU.....	Théories chimiques.
	RABAUD.....	Biologie expérimentale.
	PORTIER.....	Physiologie comparée.
	E. BLAISE.....	Chimie organique.
	DANGEARD.....	Botanique.
	PAUL MONTEL.....	Mécanique rationnelle.
	WINTREBERT.....	Anatomie et histologie comparées.
	DUBOSQ.....	Biologie maritime.
	JULIA.....	Mathématiques générales.
	JOB.....	Chimie générale.
	A. MAILHE.....	Etude des combustibles.
	N.....	Géographie physique.
	N.....	Physique théorique et phys. céleste.

HÉROUARD.....	Zoologie.
PECHARD.....	Chimie (Enseignement P. C. N.).
AUGER.....	Chimie analytique.
M. GUICHARD.....	Chimie minérale.
GUILLET.....	Physique.
MAUGUIN.....	Minéralogie.
BLARINGHEM.....	Botanique.
MICHEL-LEVY.....	Pétrographie.
DEREIMS.....	Géologie.
DONGIER.....	Physique du globe.

Secrétaire..... D. TOMBECK.



A MON PÈRE

A MA MÈRE



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A Monsieur Ch. FABRY

Professeur à la Sorbonne

*Hommage de respect
et d'affectueuse reconnaissance.*

ÉTUDE SUR L'ÉMISSION DES RAYONS POSITIFS APPLICATION A LA SÉPARATION DES ISOTOPES

Par M. MAX MORAND.

I

INTRODUCTION

1. — Depuis leur découverte, rayons cathodiques et rayons positifs ont été fréquemment utilisés dans des expériences ayant pour but d'éclairer quelques-uns des problèmes les plus importants de la physique moderne. Mais tandis que la découverte des phénomènes thermoélectroniques purs permettait de pousser la technique des rayons cathodiques à un très grand état de perfection, l'obtention des rayons positifs, par contre, n'a jamais cessé d'être assez rudimentaire et les procédés employés tout à fait empiriques. Aucune théorie n'est venue fournir un point précis à partir duquel on aurait pu obtenir des rayons positifs suffisamment intenses, en faisceaux convenablement orientés et homogènes, de particules semblables ayant toutes la même vitesse.

Il m'a semblé intéressant d'étudier de manière plus précise quelles sont les conditions les plus convenables pour obtenir une émission de rayons positifs aussi voisine que

I

possible de l'idéal indiqué, et d'essayer d'en dégager une technique meilleure se rapprochant de celle obtenue aujourd'hui pour les rayons cathodiques. Pour cela il fallait dégager de manière suffisamment nette les phénomènes essentiels qui peuvent donner lieu à une émission de rayons positifs et trouver des conditions expérimentales qui permettent de les utiliser commodément.

2. — On peut ranger les différents modes de production des rayons positifs en deux groupes :

1° Ou bien les ions positifs sont créés au sein d'une atmosphère plus ou moins dense par un bombardement qui en provoque l'ionisation ;

2° Ou bien les ions sont émis à la surface d'un corps (solide ou liquide) par un processus qui reste à éclaircir.

L'ionisation peut avoir lieu dans l'atmosphère du tube entre l'anode et la cathode, par suite du passage de la décharge elle-même (principalement grâce aux rayons cathodiques) ; les rayons positifs ont alors des vitesses plus ou moins grandes selon la différence de potentiel qu'ils ont traversée pour atteindre la cathode. C'est le fleuve boueux des *rayons canaux*. On peut créer l'ionisation dans une chambre spéciale en bombardant convenablement une vapeur créée et accélérer ensuite, à travers une différence de potentiel connue, les ions qui s'échappent de la chambre d'ionisation par une ouverture ménagée à cet effet. Cette méthode représente déjà un perfectionnement intéressant. Elle a été utilisée par Dempster (1) pour les vapeurs de métaux facilement volatils, tels que lithium, zinc et magnésium. Mais l'expérience montre que malgré un énergique bombardement de la vapeur par un courant électronique intense, le nombre d'ions que l'on peut créer et utiliser ainsi est relativement très faible et, d'autre part, le régime manque de stabilité. Comme la vapeur abondamment créée pour obtenir les ions, diffuse également par les orifices destinés au pas-

sage des ions, on se trouve beaucoup moins avancé qu'on n'aurait pu le croire. La méthode ne présente pas de sensibles avantages, si ce n'est qu'elle permet de vaporiser dans une partie seulement du tube, un corps que l'on ne pourrait avoir à l'état gazeux dans un tube à décharge ordinaire.

Il semble donc que l'on soit obligé de s'adresser au deuxième groupe des phénomènes d'émission, qui a été plus généralement désigné sous le nom d'*émission anodique*. C'est ce que la plupart des auteurs ont essayé de faire, il est évident que l'idéal serait de faire émettre par une surface solide, sans tension de vapeur, des ions qui pourraient être accélérés dans le vide sans risque de choc ou de neutralisation. On aurait ainsi le tube à rayons X renversé, avec transport de particules matérielles positives au lieu d'électrons.

Je rappellerai plus loin brièvement les résultats obtenus précédemment par ceux qui ont essayé de perfectionner l'émission des rayons anodiques. Mais on doit remarquer dès maintenant que, dans ces travaux, l'émission a toujours été obtenue au moyen de sels et jamais autrement. L'explication de cette remarque, qui nous a fourni la base de ce travail, se trouve certainement dans ce fait que les sels sont toujours plus ou moins cristallisés, si on les considère à une échelle convenable, et que les cristaux sont, d'une manière tout à fait générale, constitués par des ions disposés aux nœuds d'un réseau : il suffit de les libérer pour obtenir directement l'émission d'ions et, par suite, de rayons positifs.

3. — Dans une première partie de ce travail, nous allons donc étudier théoriquement dans quelles conditions cette émission peut avoir lieu. Cette étude nous conduira aux phénomènes essentiels qui donnent lieu à la production de rayons anodiques. Nous verrons comment, en pratique, le phénomène principal doit s'accompagner de phénomènes

secondaires et comment ils contribuent à modifier l'allure de l'émission et les caractéristiques de la décharge.

Dans une seconde partie, j'indiquerai rapidement comment les auteurs précédents se trouvent avoir empiriquement réalisé les conditions voulues pour obtenir une émission. Puis je donnerai le détail de mes expériences, leurs résultats et les conclusions que l'on peut en tirer pour l'établissement d'une technique plus satisfaisante.

Enfin dans une troisième partie, je donnerai une application de la méthode utilisée pour la production des rayons positifs à l'étude et à la séparation des isotopes du lithium, et à l'étude du spectre d'étincelle de cet élément excité par les rayons positifs.

Ce travail a été fait au laboratoire de Physique Enseignement à la Sorbonne et au laboratoire de Physique Polytechnique à l'Université libre de Bruxelles. Je remercie très vivement M. Piccard d'avoir mis à ma disposition, dans son laboratoire, l'électro-aimant dont il dispose à Bruxelles. C'est grâce à lui qu'une des parties les plus importantes de ce travail a pu être faite. Je remercie aussi M. Fabry, sous la direction de qui j'ai commencé et poursuivi ce travail : ses conseils m'ont été un guide sûr et précieux, et sa bienveillance, pleine de sollicitude m'a permis de vaincre de nombreuses difficultés. Je le prie de vouloir bien accepter l'expression de ma profonde reconnaissance et de ma respectueuse affection.

Je tiens aussi à remercier la fondation Rothschild et la Caisse des Recherches Scientifiques dont les subventions ont permis d'acquérir tous les appareils nécessaires. Je prie M. Trowbridge de vouloir bien transmettre au Conseil de l'International Education Board ma reconnaissance pour la manière dont il m'a permis de poursuivre mes recherches à Bruxelles. Enfin, je remercie le Conseil de la Fondation Thiers qui a bien voulu m'admettre parmi ses pensionnaires.

Je remercie très vivement M. Gondet, grâce à qui la fabrication des tubes métalliques a été si facilement réalisée. Je ne veux pas oublier, non plus, le personnel et les chercheurs des laboratoires de la Sorbonne et de l'Université de Bruxelles qui m'ont toujours si obligeamment prêté leur aide et leur concours.

II

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

1. — Nous nous proposons d'étudier dans quelles conditions la surface d'un sel cristallisé peut émettre des ions et servir de source de rayons positifs.

Considérons le cas le plus simple et prenons comme exemple de sel, le chlorure de lithium. A l'état solide, les atomes de lithium et ceux de chlore sont régulièrement disposés aux nœuds d'un réseau; les atomes de lithium ont perdu un électron et sont chargés positivement; les atomes de chlore possèdent, par contre, un électron supplémentaire et sont chargés négativement (Debye et Scherrer) (2). La structure du cristal et la distance réticulaire minimum δ qui sépare deux ions sont déterminées par l'attraction et la répulsion électrostatiques qui s'exercent entre tous les ions, et par les forces répulsives particulières qu'il faut imaginer pour empêcher les ions voisins de se rapprocher indéfiniment, comme cela arriverait nécessairement s'ils étaient uniquement soumis à la loi de Coulomb (Born) (3). Ces forces répulsives n'ont pas été imaginées uniquement pour rendre compte de la structure discontinue du cristal. Elles permettent, en même temps, d'expliquer l'existence des propriétés mécaniques des cristaux. En particulier, l'étude de leur élasticité et de leur compressibilité (Richards et Jones) (4) a permis de calculer que ces répulsions varient comme $\frac{1}{x^n}$, où x représente la distance de deux ions. Born et Landé (5) ont trouvé $n = 9$. Comme il doit y avoir,

pour $x = \delta$, équilibre entre ces forces et les forces électrostatiques, on voit, d'après la grandeur de l'exposant n , que les forces de répulsion deviennent tout à fait négligeables quand la distance de deux ions est légèrement supérieure à δ , alors qu'elles sont extraordinairement grandes pour une distance inférieure à δ (C'est ce qui explique la très faible compressibilité des cristaux).

Quand le sel est porté à une certaine température, les ions oscillent autour de leur point d'équilibre et l'énergie qui correspond à ce mouvement croît en même temps que la température. Pour une température déterminée, l'énergie des différents ions est distribuée suivant la loi de Maxwell, et l'énergie moyenne est reliée à la température absolue suivant une loi qui est conforme au principe de l'équipartition de l'énergie. Chaque ion possède une énergie égale à celle d'une molécule libre dans un gaz en équilibre thermique à la même température. Pour des températures de l'ordre de quelques centaines de degrés centigrades, cette énergie moyenne correspond, pour un ion porteur de la charge élémentaire d'électricité, à une énergie potentielle de l'ordre de $1/10$ de volt. Pour $t = 527^0$ centigrades, $T = 800^0$, l'énergie moyenne vaut en effet :

$$\frac{3}{2} \cdot \frac{RT}{N} = \frac{3}{2} \cdot \frac{8,3 \times 10^7 \times 8 \times 10^2}{62 \times 10^{23}} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ ergs.}$$

Comme la charge élémentaire d'électricité, vaut $4,77 \cdot 10^{-10}$ u. e. s. C. G. S. et que l'unité e. s. C. G. S. de potentiel vaut 300 volts, cela correspond à une énergie potentielle :

$$V = \frac{300 \times 1,6 \times 10^{-13}}{4,77 \times 10^{-10}} = 0,101 \text{ volt.}$$

L'énergie des ions étant répartie suivant la loi de Maxwell, on peut calculer quelle est la proportion relative des ions qui ont une énergie 5 fois ou 10 fois plus grande. Pour faire commodément le calcul il suffit de remarquer qu'une énergie 5 fois ou 10 fois plus grande correspond, dans la formule de

Maxwell, à une vitesse seulement $\sqrt{5}$ ou $\sqrt{10}$ fois plus grande que la vitesse v définie par la relation :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} \cdot \frac{RT}{N} = eV.$$

D'autre part, appelons v' la vitesse la plus probable, celle que possèdent le plus grand nombre de particules et qui correspond à $c = 1$ dans la formule de Maxwell écrite sous sa forme la plus simple :

$$dn = n \cdot \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot c^2 \cdot e^{-c^2} \cdot dc,$$

où dn représente le nombre de particules dont la vitesse est comprise entre c et $c + dc$. La relation $\frac{v}{v'} = \sqrt{\frac{3}{2}}$ permet immédiatement de calculer le nombre αn de particules ayant une vitesse supérieure à $v\sqrt{5}$ ou à $v\sqrt{10}$, puisqu'il suffit de calculer les intégrales :

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{5}}^{\infty} c^2 \cdot e^{-c^2} \cdot dc \quad \text{et} \quad \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{10}}^{\infty} c^2 \cdot e^{-c^2} \cdot dc.$$

Ce calcul s'effectue immédiatement si l'on possède une table des valeurs de l'intégrale $\int_0^x e^{-x^2} \cdot dx$. On peut également arriver au résultat par une méthode approchée en calculant un certain nombre de valeurs de e^{-x^2} . On trouve ainsi qu'à la température considérée, $T = 800^\circ$, la proportion α des ions ayant une énergie supérieure à 0,5 volt est égale à $2,2 \cdot 10^{-3}$. Pour une énergie supérieure à 1 volt, $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-6}$. Pratiquement, il y a donc très peu d'ions ayant une énergie supérieure à 1 volt, quand l'énergie moyenne est de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de volt, c'est-à-dire pour des températures d'environ 500 degrés. Ces résultats nous seront utiles un peu plus loin.

La première idée qui vient à l'esprit quand on se propose de faire émettre des rayons positifs par la surface d'un sel, c'est d'essayer d'arracher les ions du métal au moyen d'un champ électrique extérieur suffisamment grand. En supposant d'abord les ions immobiles, nous allons voir quelle est la grandeur du champ que l'on devrait ainsi utiliser. Nous verrons comment la grandeur de ce champ peut être réduite soit en utilisant l'agitation thermique des ions (ce qui nous conduira à parler des phénomènes d'émission positive thermique décrits par Richardson), soit en utilisant un bombardement convenable de la surface du sel. Nous verrons ensuite quels phénomènes secondaires doivent nécessairement accompagner l'émission, puisqu'elle ne peut se faire dans un vide absolu, à cause de la libération simultanée de l'ion négatif et de l'existence d'une tension de vapeur propre du sel. Puis nous terminerons en examinant quelles doivent être les caractéristiques du débit pendant le fonctionnement du tube, et nous constaterons que la théorie établie s'applique également au fonctionnement des tubes à rayons cathodiques dits de Lilienfeld.

2. — Considérons donc un cristal dont la surface coïncide avec un de ses plans de clivage et dont les ions sont *immobiles*. Supposons, comme par exemple dans le cas du chlorure de lithium, que le cristal est aussi simple que possible et composé de cubes élémentaires. Lorsqu'on applique un champ électrique à la surface de ce sel, les ions tendent à se déplacer. Supposons le champ dirigé normalement à la surface et dans un sens tel que les ions positifs sont attirés vers l'extérieur du cristal. Les ions négatifs sont repoussés vers l'intérieur, mais ils ne se déplacent pas de façon sensible car les forces répulsives dont nous avons imaginé l'existence un peu plus haut, les empêchent de se rapprocher davantage des ions sous-jacents. Par contre, les ions positifs, sur lesquels aucune force n'agit quand ils occupent les nœuds du

réseau cristallin se déplacent vers l'extérieur. Au début, les forces de répulsion concourent au déplacement. Mais elles deviennent rapidement nulles et, en supposant le mouvement de l'ion infiniment lent, il devra s'arrêter à une distance du cristal telle qu'il reste en équilibre sous l'action des forces électrostatiques qui entrent en jeu.

La figure 1 représente en perspective le schéma du réseau plan formé par la surface du sel. Un des ions, A, a été déplacé de A en A' et subit l'action des forces électrostatiques

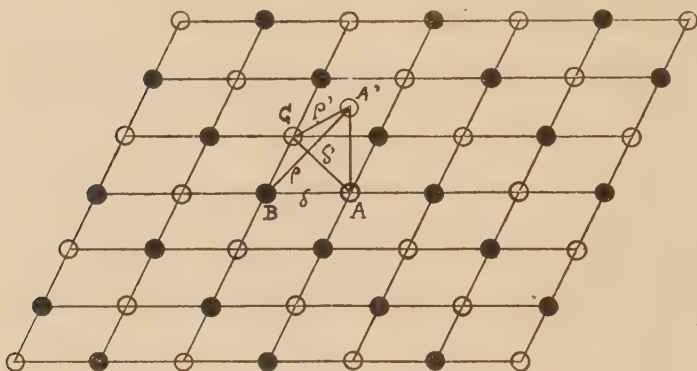


Fig. 1.

ques dues aux autres ions. Pour calculer la somme des projections de ces forces sur la normale au plan, on peut (fig. 2) faire le calcul pour chaque ion successivement. Par exemple, pour les ions B et C, on calcule immédiatement la projection F des forces sur la normale au plan :

$$F = f \sin \alpha + f' \sin \alpha' = \frac{e^2}{\rho^2} \sin \alpha - \frac{e^2}{\rho'^2} \sin \alpha'.$$

$$F = e^2 \left[\frac{x}{(x^2 + \delta^2)^{3/2}} - \frac{x}{(x^2 + 2\delta^2)^{3/2}} \right].$$

On pourrait ainsi faire le calcul pour tous les ions. Mais on n'arriverait que péniblement à un résultat précis, car la

série formée par les termes semblables à F converge lentement. J'indiquerai dans un appendice situé à la fin de ce travail, comment une formule donnée autrefois par M. Appell (6) permet d'arriver très rapidement à un résultat exact. Le calcul des forces étant fait pour le premier plan réticulaire, on procède de même pour le second, qui est immédiatement au-dessous, et à une distance δ . On doit remarquer

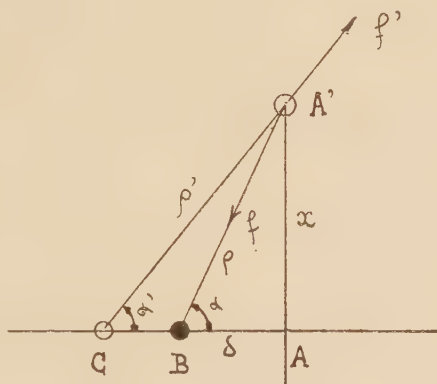


Fig. 2.

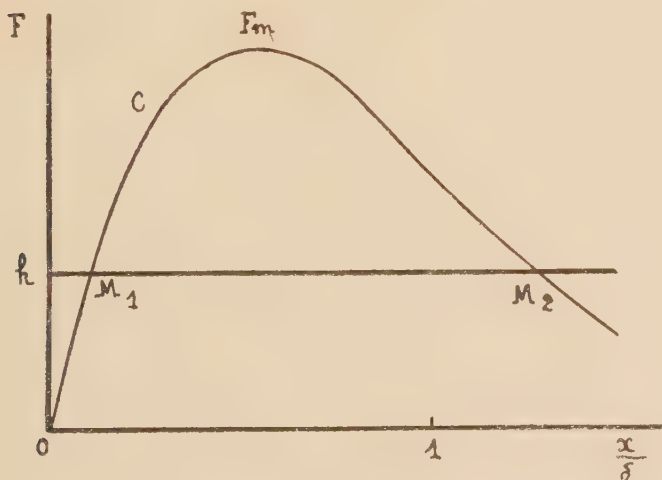


Fig. 3.

que les ions de ce plan sont changés de signe par rapport à ceux qui leur correspondent dans le premier plan. Et l'on

continue ainsi pour les autres plans. En tenant compte des forces de répulsion indiquées précédemment, on trouve que la résultante des forces agissant sur un ion déplacé de sa position d'équilibre est donnée par la courbe de la figure 3.

Il faut remarquer que la manière dont le calcul a été fait suppose qu'un *seul* ion a été déplacé, comme si le champ électrique extérieur n'agissait que sur cet ion. Nous aurions pu faire le même calcul en supposant que tous les ions de même signe du premier plan sont déplacés de quantités égales. Mais cette manière d'envisager le problème, qui semble à première vue beaucoup plus naturelle quand les ions sont immobiles, perdrait tout intérêt quand nous examinerons plus loin le cas général où il y a agitation thermique et le cas où la surface du sel est bombardée. Chaque ion doit alors être considéré séparément à cause de l'énergie propre qu'il possède, et c'est bien le calcul que nous avons fait pour un ion isolé qui s'applique dans ce cas là.

Considérons donc un ion positif soumis à un champ électrique extérieur h et supposons que sous l'action de ce champ, l'ion se déplace lentement jusqu'à ce qu'il atteigne l'abscisse du point M_1 qui correspond à l'intersection de la droite $F = h$ avec la courbe C . Ce point M_1 est un point d'équilibre stable et l'ion n'ira pas plus loin si le champ h est inférieur à la valeur maximum F_m de la résultante F des forces exercées par le cristal. Si $e.h > F_m$, l'ion sera arraché. Pour un intervalle δ de $5,10^{-8}$ cm., qui est de l'ordre de grandeur de celui des cristaux de la famille des halogénures alcalins, on peut facilement calculer la valeur du champ F_m . Il résulte des valeurs calculées que l'on trouvera à l'appendice, que l'ordonnée F_m est égale à $2 \times 0,43 \cdot \frac{e^2}{\delta^2}$ pour le réseau cubique considéré. Puisque $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ u. e. s. C. G. S.,

$$\frac{F_m}{e} = 0,162 \cdot 10^6 \text{ u. e. s/cm.,}$$

c'est-à-dire, en volts par cm. :

$$\frac{Fm}{e} = 300.0,162.10^6 = 48.10^6.$$

Il faudrait donc un champ considérable pour arracher les ions un à un au moyen du champ électrique seul.

3. Mais supposons maintenant que les ions, au lieu d'être immobiles aux nœuds du réseau, sont animés de mouvements thermiques. Grâce à ce mouvement, il est possible que l'ion se déplace suffisamment pour venir au delà du deuxième point M_2 d'intersection de la courbe C et de la droite d'ordonnée h . Comme le point M_2 correspond à une position d'équilibre instable, l'ion sera arraché, bien que le champ h soit inférieur au champ maximum Fm .

Dans le premier cas considéré, celui des ions immobiles dans leur position d'équilibre, nous avons, d'ailleurs, supposé que l'ion atteignait lentement la position M_1 . En réalité, il dépassera cette position à cause de l'énergie cinétique qu'il prend pendant son déplacement, et atteindra ainsi un point M situé sur la courbe au delà de M_1 de telle façon que la somme des travaux effectués par le champ extérieur et par les forces de rappel devienne nulle. Si le point M vient à se trouver sur la courbe au delà de M_2 , l'ion sera également arraché. Si l'on remarque que l'effet thermique vient s'ajouter à cet effet du travail des forces, on comprend qu'en chauffant le sel convenablement il soit possible d'obtenir l'émission d'ions positifs avec des champs inférieurs au champ maximum Fm .

Quelques nombres permettront de se rendre mieux compte du phénomène. Si l'on considère un ion dont l'énergie thermique est de 0,5 volt, on peut chercher quelle est la valeur minimum du champ h qui permettra d'obtenir l'arrachement de l'ion. L'ordonnée correspondante doit être située de manière que l'aire comprise entre cette ordonnée et la partie

supérieure de la courbe soit à peu près égale à 0,5 volt. S'il en est ainsi, en effet, l'ion arrivera encore en M_2 avec une certaine vitesse, puisqu'il lui restera une énergie cinétique égale à l'aire située entre la courbe C , l'ordonnée h et l'axe oy . On trouve ainsi, pour le cas considéré, avec $Fm = 48.10^6$, $h = 25.10^6$ volts/cm. Si l'ion possédait une énergie de 1,5 volt, on trouverait $h = 13.10^6$. Comme le nombre d'ions ayant une énergie plus grande est extraordinairement faible, il est à présumer que des champs inférieurs ne donneraient pratiquement aucune émission par le seul effet de l'agitation thermique.

On est ainsi amené à se demander s'il est réellement possible à un ion de quitter le cristal par sa propre énergie cinétique, sans champ extérieur. L'aire comprise entre la courbe et l'axe des x correspond à une énergie de l'ordre de 4,2 volts. Le nombre d'ions possédant cette énergie est sans doute beaucoup trop faible pour que l'on puisse voir dans ce phénomène l'explication des émissions thermioniques positives observées sur les métaux et les sels chauffés par différents auteurs et en particulier par Richardson (7). D'ailleurs, ces phénomènes présentent des variations en fonction du temps tout à fait inexplicables, et leur interprétation paraît être assez compliquée. De plus si cette explication était valable, on ne voit pas pourquoi il n'y aurait pas, de la même manière, émission d'ions matériels négatifs. Cette émission a bien déjà été observée, mais elle semble n'avoir aucun rapport avec l'émission d'ions positifs. Elle apparaît dans certains cas où il n'y a pas d'émission positive et, en général, ces deux émissions paraissent tout à fait indépendantes. Il semble donc que l'émission d'ions matériels par les sels chauffés soit due à des causes très spéciales, qu'il y a lieu de rechercher dans chaque cas particulier. C'est d'ailleurs la conclusion à laquelle arrive Richardson (7).

Remarquons, maintenant, que l'émission d'ions positifs obtenue par agitation thermique, à la faveur d'un champ

électrique suffisamment intense, doit nécessairement être accompagnée d'une sublimation importante du sel. En effet, si l'énergie nécessaire pour extraire un ion est assez grande quand l'ion effectue un départ isolé, il n'en est plus de même quand on considère l'énergie nécessaire au départ simultané de deux ions voisins de signes contraires. Alors qu'un ion doit posséder une énergie de l'ordre de 1 volt pour pouvoir quitter le cristal sous l'action d'un champ de $1,5 \cdot 10^7$ volts/cm., il lui suffit d'une énergie beaucoup plus faible pour pouvoir quitter le cristal en compagnie d'un ion voisin, de signe contraire et possédant une énergie égale. La molécule qui se forme ainsi est d'ailleurs neutre et le champ électrique extérieur n'a aucune action ni sur sa formation ni sur sa durée. On voit que le départ simultané de deux ions pour former une molécule libre de vapeur doit être assez fréquent. Ainsi peut-on prévoir que l'émission par agitation thermique sera nécessairement accompagnée d'une certaine volatilisation du sel. Il est impossible de faire disparaître ce phénomène; il empêchera toujours d'obtenir, par ce procédé, une émission d'ions positifs tout à fait pure, dans un vide absolument parfait.

Il est important de remarquer que les calculs que nous avons faits expriment seulement l'ordre de grandeur des forces qui entrent en jeu. En effet, par suite de leur agitation thermique, les ions n'occupent jamais exactement la place que nous leur avons supposée aux nœuds du réseau. Les forces réelles agissant sur un ion déplacé de sa position d'équilibre dépendent énormément de la position des ions immédiatement voisins. Ces forces sont donc continuellement variables par suite des différences de phase et d'amplitude qui existent entre leurs mouvements. Elles doivent être, en moyenne, assez voisines des forces calculées, mais il peut se faire qu'à la faveur de mouvements convenables des ions les plus proches elles deviennent momentanément plus faibles, peut-être de l'ordre de 2 à $5 \cdot 10^6$ volts/cm. Les phénomènes que nous

avons imaginés peuvent alors se produire, et l'on doit pouvoir les observer pour des champs sensiblement plus faibles que ceux que nous avons calculés.

En particulier, ceci doit avoir lieu dans le cas d'un sel porté à une température voisine de sa température de fusion. A ce moment tous les ions ont des déplacements qui sont de l'ordre de leur distance et l'émission d'ions positifs doit être considérablement facilitée. Mais quand le sel est devenu liquide il semble difficile d'analyser de manière précise les phénomènes que l'on peut observer : tout ce que l'on peut dire c'est que le liquide est formé de molécules neutres au milieu desquelles se trouvent des ions provenant de leur dissociation. La distance moyenne de ces ions est certainement beaucoup plus grande dans le sel liquide que dans le sel solide, puisque dans le liquide ils sont beaucoup moins nombreux. Il en résulte que le départ d'un ion doit pouvoir s'effectuer beaucoup plus facilement. Mais si l'on soumet la surface d'un liquide à l'action de champs électriques trop considérables, elle n'est plus nettement définie ; l'expérience m'a montré que les actions électrostatiques la déformant continuellement. Il se détache de temps à autre des masses de liquide attirées par le champ et les phénomènes observables sont loin d'être simples. Il faut encore ajouter à cela l'évaporation du liquide qui crée devant le sel une abondante atmosphère de vapeurs. Les phénomènes secondaires d'ionisation jouent un rôle prépondérant et l'établissement d'un régime stable, sous de grandes différences de potentiel, devient tout à fait impossible.

4. — Pour communiquer aux ions une énergie qui permette de les extraire plus facilement du cristal, on peut encore employer un moyen différent de l'agitation thermique. Il suffit de bombarder convenablement le sel au moyen d'autres particules : une partie de l'énergie cinétique qu'elles possèdent peut être communiquée par choc aux ions immo-

biles. Ainsi, on peut imaginer la surface du réseau bombardée par des rayons cathodiques de vitesse suffisante, ou encore par des atomes chargés négativement, par exemple des atomes de chlore, de brome ou d'iode.

Sur ce nouveau mode d'émission, il y a lieu de faire quelques remarques. Si l'agitation thermique permet d'obtenir à peu près le même résultat avec des ions de masse très différente, puisque l'énergie $\frac{1}{2}mv^2$ ne dépend que de la température, il n'en est plus de même dans le cas du bombardement de la surface par des ions déterminés. En effet, si le choc était parfaitement libre, l'énergie communiquée aux ions du sel serait très variable avec la masse de ces ions. Si m_1 est la masse de l'ion bombardeur et m celle de l'ion bombardé, l'énergie cinétique communiquée à l'ion primitivement immobile varie comme $\frac{4}{(m+m_1)^2} m \cdot m_1$ et cette énergie devient d'autant plus faible que le rapport des masses est plus grand. En effet, appelons V et V' les vitesses avant et après le choc de la particule incidente m_1 , v la vitesse après le choc de la particule primitivement immobile m . On a, dans le cas le plus favorable qui nous occupe :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}m_1V'^2 = \frac{1}{2}m_1V^2 \\ mv + m_1V' = m_1V. \end{array} \right.$$

En éliminant V' entre ces deux équations on obtient la relation :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_1V^2 \cdot \frac{4}{(m+m_1)^2} m \cdot m_1.$$

Lorsque m_1 est très petit devant m , cette expression peut s'écrire :

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m_1V^2 \cdot \frac{4}{m} m_1.$$

L'énergie cinétique communiquée est seulement une faible partie de l'énergie initiale de la particule incidente. Suppo-

sons, par exemple que l'on bombarde un sel de lithium avec des électrons ayant une énergie cinétique T ; l'énergie communiquée à un atome de lithium par le choc sera seulement $\frac{4.T}{7 \times 2\,000}$. Si l'on veut que l'atome de lithium ait une énergie de l'ordre de 3 volts pour qu'il puisse sortir tout seul du cristal, il faut que l'électron ait une énergie correspondant à une différence de potentiel de :

$$\frac{3 \times 2\,000 \times 7}{4} = 10\,500 \text{ volts.}$$

Pour extraire un atome beaucoup plus lourd au moyen d'un choc électronique, il faudrait une différence de potentiel encore plus grande. Par exemple pour le plomb, il faudrait :

$$\frac{3 \times 2\,000 \times 207}{4} = 300\,000 \text{ volts.}$$

Il est d'ailleurs peu probable qu'un électron possédant une semblable énergie produise sur l'atome l'effet désiré. A moins de rencontrer exactement le noyau, il est vraisemblable que le choc produirait des perturbations profondes dans l'atome sans lui communiquer aucune énergie cinétique. Ce calcul montre dans tous les cas, que l'émission d'ions positifs par bombardement cathodique doit être beaucoup plus difficile pour les éléments lourds que pour les éléments légers. Comme la plupart des dispositifs employés se trouvent utiliser précisément ce mode d'émission, il n'y a rien d'étonnant à ce que l'on ait toujours rencontré de grandes difficultés à obtenir des rayons positifs avec les éléments les plus lourds.

Remarquons d'ailleurs que les nombres calculés correspondent à l'énergie que doit posséder un ion pour pouvoir quitter le cristal sans aucun champ extérieur. Avec un champ extérieur de 10^7 volts/cm., l'énergie nécessaire étant de l'ordre du volt il suffirait de différences de potentiel 3 fois moindres.

Si la masse de l'ion incident est du même ordre que celle

de l'ion du cristal, l'énergie cinétique nécessaire pour provoquer l'émission devient beaucoup plus faible. Si l'on bombarde par exemple, des atomes de lithium avec des ions négatifs de chlore, il suffit de leur donner une énergie de l'ordre de quelques volts. Pour $m = 7$, $m_1 = 35,5$, il suffit en effet de

$$\frac{3 \times (35,5 + 7)^2}{4 \times 7 \times 35,5} = 5,5 \text{ volts.}$$

Pour un atome de plomb $m = 207$, on aurait

$$\frac{3 \times (207 + 35,5)^2}{4 \times 207 \times 35,5} = 60 \text{ volts.}$$

Si l'efficacité est la même dans le cas du choc de deux atomes que dans le cas du choc d'un électron et d'un atome, il semble donc beaucoup plus facile de provoquer l'émission au moyen d'ions matériels qu'au moyen de rayons cathodiques. C'est pourquoi la présence de vapeurs d'halogènes, dont on sait que les atomes donnent facilement des ions négatifs, doit jouer un rôle prépondérant dans les tubes à rayons positifs. Remarquons cependant que l'émission d'ions positifs d'atomes lourds reste encore plus difficile que celle d'atomes légers. D'ailleurs le résultat du choc sur un atome lourd, dont la structure électronique est compliquée, doit être bien différent de celui qu'on peut s'attendre à obtenir avec un atome léger de structure simple. Dans ce dernier cas seulement, il semble possible d'admettre que l'énergie du choc se transmettra immédiatement, sous forme d'énergie cinétique, à l'ensemble de l'atome. L'efficacité du choc doit être bien moins grande sur un atome lourd que sur un atome léger et cela doit expliquer réellement la difficulté qu'il y a à obtenir des rayons positifs avec les métaux de poids atomique élevé.

Si l'on compare les résultats que l'on peut obtenir soit en bombardant le sel, soit en utilisant l'agitation thermique des ions, on constate que le bombardement doit être beaucoup plus efficace, puisque l'énergie dont on dispose n'est théori-

quement pas limitée. Mais au point de vue expérimental, il est sans doute plus facile d'agir sur l'agitation thermique que sur le bombardement : les phénomènes secondaires auxquels il donne lieu dans la vapeur et les gaz résiduels du tube sont en effet très difficiles à régler. A cause de cela l'émission thermique doit rester beaucoup plus pure que l'émission par bombardement. Pratiquement il faut sans doute chercher une combinaison convenable des deux phénomènes pour avoir les meilleurs résultats.

Nous avons remarqué que l'agitation thermique devait nécessairement provoquer une sublimation du sel. Il est bien évident que le bombardement modifie encore plus profondément la surface du sel et une sublimation au moins aussi intense doit avoir lieu. L'énergie dépensée pour provoquer l'émission peut même amener une réduction du sel et au bout d'un certain temps de fonctionnement il paraît difficile de dire dans quel état se trouve sa surface.

5. Les forces qui entrent en jeu dans le mécanisme de l'émission dépendent au plus haut point de la structure même du cristal. Pour les sels cristallisant dans le système cubique ces formes varient comme $\frac{1}{2^3}$. Si un cristal possède une distance réticulaire plus grande, ses ions seront plus facilement extraits. Je pense que c'est ce qui se passe dans le cas de sels considérés comme facilement dissociables, l'iodure de lithium par exemple. Quand on chauffe de l'iodure de lithium à l'air libre, il se dégage d'abondantes vapeurs d'iode, provenant de la décomposition du sel et de la recombinaison du lithium avec l'oxygène de l'air. Ce phénomène n'a pas lieu avec le chlorure de lithium qui présente une chaleur de formation beaucoup plus grande. La structure du cristal d'iodure de lithium doit révéler cette différence par une moins grande énergie du réseau cristallin. La distance réticulaire doit être sensiblement plus grande, et l'on doit obtenir beaucoup plus

facilement l'émission d'ions de lithium avec l'iodure qu'avec le chlorure. Et c'est bien ce que l'on constate.

Il est intéressant de remarquer que l'analyse de la structure des cristaux des halogénures alcalins au moyen des rayons X a, en effet, confirmé ce résultat, la distance réticulaire déterminée directement est égale pour le chlorure de lithium à $a = 2\delta = 5.10^{-8}$ cm., et pour l'iodure de lithium à $6,3.10^{-8}$. Il semble que ce fait apporte une confirmation intéressante à la théorie que je viens de développer.

Si le cristal possède une structure plus compliquée que celle que nous avons admise, il est certain que les forces pourront être sensiblement différentes. On peut ainsi prévoir que, dans les mêmes conditions, les sels de différents métaux donneront des émissions très différentes : d'abord à cause de la masse de l'ion considéré, ensuite, à cause de la structure du cristal.

Le calcul dont j'ai indiqué plus haut le résultat, est relatif au cas du système cristallin le plus simple, celui composé de cubes à faces centrées. Il serait sans doute intéressant de faire le calcul pour d'autres formes cristallines. Mais j'ai seulement voulu montrer la possibilité du phénomène en prenant un exemple facile à suivre.

Nous devons également remarquer que les forces de rappel qui s'opposent au départ de l'ion dépendent de la charge qu'il possède dans le cristal et de la charge des ions voisins. Dans le cas du réseau cubique le plus simple, ces forces sont proportionnelles à la charge des ions, supposés également chargés. Nous avons en effet constaté que ces forces étaient de la forme $\frac{e^2}{\delta^2} \cdot f(x)$. Cette formule exprime d'ailleurs la force qui s'exerce sur l'ion déplacé ; pour avoir le champ électrique qui lui correspond, il faut diviser par la charge e comme nous l'avons fait au § 2. Ce champ a donc pour valeur $\frac{e}{\delta^2} \cdot f(x)$, et est bien proportionnel à la charge des ions du réseau. Pour la série des métaux de la famille des alcalins,

les ions ne possèdent qu'une seule charge élémentaire. Mais pour les métaux de la série des alcalinoterreux, les ions sont doublement chargés. Il en résulte que les forces de rappel seront dans ce cas à peu près deux fois plus grandes. Les ions des métaux des familles suivantes possèdent un nombre de charges élémentaires supérieur. Le nombre maximum de ces charges est égal au numéro de la colonne qu'ils occupent dans le tableau de Mendéléeff. Ces charges dépendent d'ailleurs de la combinaison chimique dans laquelle ils entrent, les valences étant en nombre égal au nombre d'électrons perdus. L'émission d'ions positifs sera donc d'autant plus facile que les ions entrent dans le sel avec une charge moins grande, et cela permet encore de classer les différents sels au point de vue de la facilité avec laquelle on peut en obtenir des rayons positifs. On a en effet constaté que les sels des métaux alcalinoterreux donnaient des rayons positifs moins abondants que les sels des métaux alcalins. Et pour ceux-ci l'émission est en général très facile. Si l'on rapproche ces considérations relatives à la charge de l'ion de celle que nous venons de faire sur l'influence de son poids atomique, nous constatons que les sels de lithium se trouvent réunir tous les avantages. Le lithium est le métal de la famille des alcalins qui possède le plus faible poids atomique : c'est avec cet élément que l'on doit obtenir le plus facilement des rayons positifs. C'est bien ce que tous les expérimentateurs ont observé.

La facilité avec laquelle les sels des métaux alcalins donnent des rayons positifs est à rapprocher des résultats trouvés pour l'émission thermionique d'ions positifs par les sels chauffés. Si cette émission semble avoir des causes très particulières, il n'en est pas moins vrai qu'elle se compose presque uniquement d'ions alcalins (Richardson) (7) qui proviennent du sel utilisé ou des impuretés qu'il contient. Quelque soit l'origine de l'énergie qui permet à ces ions de sortir du sel, le phénomène semble donc obéir aux considé-

ractions que nous venons d'indiquer. Et cela est bien naturel si l'on remarque que seule la manière dont l'ion acquière l'énergie nécessaire pour quitter le sel, diffère suivant les cas étudiés. L'émission conserve dans tous les cas les mêmes caractères relatifs de plus ou moins grande facilité.

6. — En renversant le sens du champ électrique appliqué à la surface du cristal, on peut se demander pourquoi il ne serait pas possible d'obtenir de la même manière une émission de rayons négatifs constitués par le départ des ions du sel chargés négativement. Si cette émission n'a jamais été observée, c'est sans doute parce qu'il est impossible d'établir au voisinage de la cathode un champ suffisamment grand. Bien avant que le champ n'ait atteint, près de la cathode, une valeur suffisante pour permettre l'arrachement d'ions matériels négatifs, il y a émission abondante d'électrons. Cette émission empêche d'établir entre les électrodes une différence de potentiel suffisante ; le tube n'est pas assez « dur ». On conçoit alors qu'il soit impossible d'arriver au résultat désiré. Au contraire, quand le sel est anode, dans un tube convenablement vidé, aucune décharge ne passe tant que l'émission d'ions positifs n'a pas commencé. On peut ainsi atteindre le seuil de champ nécessaire, ce qui ne peut arriver quand le sel est pris comme cathode. Ceci prouve qu'il circule dans le cristal des électrons presque libres qui peuvent s'échapper avec beaucoup de facilité ; ils fournissent une abondante émission de rayons cathodiques pour des champs extérieurs relativement faibles.

7. — Nous allons maintenant examiner quels sont les phénomènes secondaires qui doivent accompagner l'émission d'ions positifs.

Même si nous nous trouvions dans le cas théorique des ions n'ayant aucune agitation thermique, et d'un sel placé dans le vide absolu, il y aurait devant le sel formation de

vapeurs provenant du sel par départ des ions positifs. Par exemple, avec le chlorure de lithium, après le départ des ions de lithium le sel laissera partir des atomes de chlore provenant des ions négatifs libérés, puisqu'ils ont dû céder leur charge pour assurer le passage du courant. Il se forme donc devant la surface du sel une atmosphère de chlore qui se trouve bombardée par les rayons positifs émis. Il en résulte la formation d'ions positifs de chlore, et d'électrons libres. Ces électrons peuvent, ou bien neutraliser une partie des rayons positifs ou bien venir bombarder le sel, ou bien encore se combiner avec les atomes de chlore pour donner des ions négatifs qui viennent également bombarder le sel. En vertu de la remarque faite au § 4, ce sont les ions de chlore qui ont l'action bombardante la plus énergique. Ainsi comprend-on aisément qu'il faille utiliser un sel dont le radical acide libre absorbe aisément un électron supplémentaire. C'est ce qui arrive quand on utilise un sel de chlore, de brome, ou d'iode ; on sait en effet que les atomes de ces gaz ont la propriété remarquable de donner facilement des ions négatifs en captant un électron.

Mais, dans la réalité, il faut encore ajouter aux vapeurs dues au départ du radical acide, celles dues à la sublimation spontanée du sel. Ces vapeurs sont évidemment plus ou moins dissociées par choc et il en résulte la formation d'ions négatifs, en même temps que l'apparition de nouveaux ions du métal employé, ce qui a pour effet de rendre moins homogène le faisceau initial de rayons positifs. Il y a donc lieu d'opérer à une température du sel aussi basse que possible, pour éviter cette cause de trouble qui détruit l'homogénéité du faisceau.

Nous voyons donc que même sans bombardement auxiliaire du sel les phénomènes secondaires que l'on peut prévoir sont de nature à augmenter le phénomène principal de l'émission et entretiennent sa stabilité. Mais en même temps ils rendent le faisceau moins homogène. L'entraînement de

matière, malheureusement inévitable, est la seule raison qui empêche de faire des rayons positifs aussi purs que les rayons cathodiques. C'est de là que proviennent toutes les difficultés que l'on rencontre dans la technique des rayons positifs.

8. — Il nous faut maintenant essayer de voir quelles seraient les caractéristiques du débit dans une émission pure et comment elles sont modifiées par les phénomènes secondaires.

Cherchons d'abord quelle serait la forme de la caractéristique dans le cas d'une émission pure obtenue entre 2 électrodes parallèles au moyen d'un champ uniforme suffisamment grand h_0 ; l'émission étant pure il n'y a pas d'ions négatifs, et le courant n'est transporté que par les ions positifs. Entre la cathode C et l'anode A, séparées par une distance a , existe une différence de potentiel V_1 . L'émission n'est possible, par hypothèse, que si le champ à l'anode est supérieur à une valeur déterminée h_0 . Si x est l'abscisse d'un point pris entre A et C, comptée à partir de l'anode on doit avoir :

$$(1) \quad \left(\frac{dV}{dx} \right)_{x=0} \geq h_0.$$

Si V est le potentiel en x , ρ la densité due aux ions positifs émis, i l'intensité du courant transporté par unité de surface, on sait que les relations suivantes doivent être vérifiées :

$$(2) \quad \frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho$$

$$(3) \quad \frac{1}{2} mv^2 = e(V_1 - V)$$

$$(4) \quad i = \rho v$$

relations auxquelles il faut ajouter la condition (1). Tant que le champ moyen $\frac{V_1}{a}$ est inférieur au champ utile h_0 , le

courant est nul et la répartition des potentiels entre l'anode et la cathode est uniforme. Dès que $\frac{V_1}{a} \geq h_0$, il passe un certain courant. On peut alors résoudre aisément le système des équations (2), (3), (4), en tenant compte de (1). Après une première intégration, on obtient :

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 - h_0^2 = 8\pi i \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \sqrt{V_1 - V}$$

où V_1 a été pris comme potentiel de l'anode, le potentiel de la cathode étant nul. En posant $\alpha = 8\pi i \sqrt{\frac{2m}{e}}$, on intègre une seconde fois et l'on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{4}{3} \left(\sqrt{V_1 - V} + \frac{h_0^2}{\alpha} \right) - 4 \frac{h_0^2}{\alpha} \sqrt{\frac{h_0^2}{\alpha} + \sqrt{V_1 - V}} + C^{te} \\ = \sqrt{8\pi i \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot x} \end{aligned}$$

avec :

$$C^{te} = \frac{4}{3} \cdot \frac{h_0^3}{\alpha \sqrt{\alpha}}.$$

Lorsque, par exemple $a = 1$ cm., $h_0 = 10^7$ volts/cm., $i = 10^{-6}$ amp., $V_1 = 30.000$ volts, les termes en h_0^2 et en h_0^3 sont tout à fait négligeables devant ceux en $V_1 - V$ et l'on obtient immédiatement pour caractéristique la loi de la puissance $3/2$. Mais si i reste beaucoup plus petit, les termes en $\frac{h_0}{\alpha}$ deviennent plus grands et la forme de la courbe est profondément modifiée. La figure 4 représente la courbe de variation de i quand V_1 croît. Pour une valeur V_1 inférieure à ah_0 , $i = 0$; puis i croît très rapidement et finit ensuite par varier selon la puissance $3/2$ de V_1 .

Si l'émission est due à l'agitation thermique, la caractéristique reste la même, mais elle doit être limitée par un courant de saturation qui correspond au nombre d'ions

susceptibles de quitter la surface du sel en une seconde, grâce à l'agitation thermique. Comme le champ h peut être diminué sans faire disparaître complètement l'émission, la courbe peut débiter théoriquement aussi près qu'on le veut de l'origine.

Si l'émission a lieu par un bombardement extérieur *indépendant de l'émission elle-même*, la caractéristique reste à peu près la même ; la courbe débute brusquement pour une

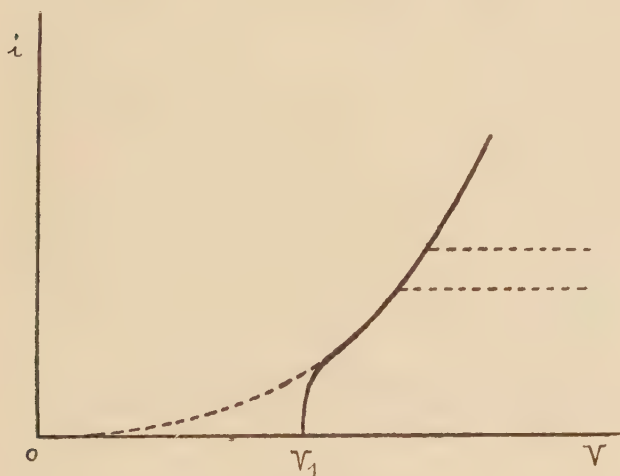


Fig. 4.

certaine valeur du champ et présente une intensité de saturation qui est proportionnelle au nombre de particules bombardantes qui arrivent par seconde.

Si l'on tient compte maintenant des phénomènes secondaires, on s'aperçoit que l'allure de la courbe, après l'apparition de l'émission, doit être sensiblement modifiée. Le bombardement étant d'autant plus grand que l'émission est plus intense, le phénomène de la saturation disparaît complètement. En même temps, les ions négatifs atomiques qui viennent sur l'anode tendent à neutraliser la charge spatiale

due aux ions positifs émis par elle. Si cette neutralisation est suffisante il s'établit un véritable régime d'arc : le tube peut débiter à voltage constant n'importe quelle intensité. Le nom de régime d'arc vient de cette simple analogie avec l'arc ordinaire. Mais ce n'est qu'une analogie, puisque l'émission électronique intense qui caractérise le fonctionnement de l'arc électrique ordinaire est ici remplacée par une émission positive. Remarquons cependant que cette dénomination cor-

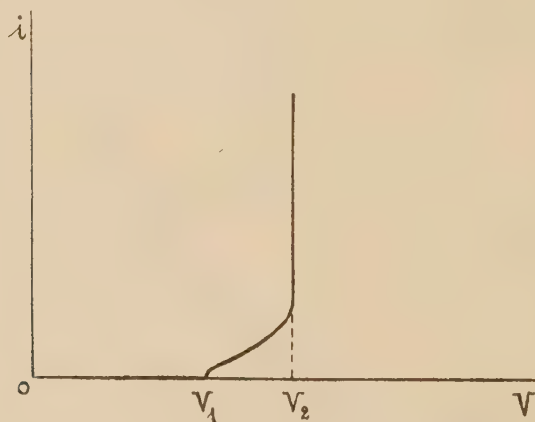


Fig. 5.

respond à une propriété tout à fait générale : ce régime s'établit quand l'émission, cathodique dans l'arc ordinaire, positive dans le cas qui nous occupe, se trouve avoir sa charge spatiale neutralisée par l'apparition de nouveaux ions. Dans l'arc ordinaire ces ions sont les ions positifs produits par choc qui neutralisent la charge spatiale des électrons émis par la cathode.

On doit donc avoir la forme de caractéristique représentée par la figure 5. La courbe présente deux discontinuités : l'une pour un potentiel V_1 correspond au champ minimum nécessaire ; l'autre pour un potentiel V_2 correspond à l'éta-

blissement du régime d'arc. Comme l'agitation thermique joue un rôle semblable à celui du bombardement, surtout au moment de l'amorçage de la décharge, ces deux discontinuités doivent varier considérablement avec la température du sel. V_1 et V_2 décroissent très rapidement quand la température du sel augmente.

9. — Ces considérations sont également applicables au cas de l'émission électronique des métaux à la température ordinaire sous l'action d'un champ suffisamment grand. On sait que ce phénomène a été découvert par Lilienfeld avec des cathodes présentant des aspérités pointues (8). Si l'agitation thermique des électrons dans le métal était, seule, la cause de leur émission, on observerait certainement dans les tubes de Lilienfeld un phénomène de saturation. Comme ce phénomène n'existe pas, je pense que l'émission, une fois commencée, est ensuite facilitée par un bombardement secondaire dû aux ions positifs créés devant la cathode par le passage des électrons ; ce bombardement est d'ailleurs nécessaire pour expliquer la formation de cratères à la surface de la cathode et l'usure de celle-ci qui a été constatée par tous les auteurs.

10. — Avant de passer à la description des résultats qu'a fournis l'étude expérimentale de l'émission positive, il est intéressant de chercher à voir comment les champs dont nous avons calculé l'ordre de grandeur peuvent être pratiquement réalisés. Si l'on veut obtenir une émission continue, il est évident que l'on ne peut pas établir un champ constant et uniforme de 10^7 volts par cm entre deux électrodes dont l'une est recouverte de sel. Cela nécessiterait des différences de potentiel de l'ordre de 10^6 volts que l'on aurait de grandes difficultés à réaliser et, surtout, l'état du vide dans les tubes utilisés ne permettrait pas de « tenir » une semblable tension. Il faut donc créer localement un champ très grand,

tout en n'utilisant que des différences de potentiel beaucoup plus faibles. Cela n'est possible qu'en se servant d'électrodes de forme anguleuse au bord desquelles le champ peut atteindre une valeur très supérieure au champ moyen. C'est ainsi que Lilienfeld a pu mettre en évidence le phénomène d'émission électronique qu'il a découvert. Nous verrons que c'est aussi ce que l'on observe pour l'émission positive.

On peut se proposer de voir s'il est réellement possible d'obtenir, avec certaines formes d'électrodes des champs de l'ordre de grandeur de 10^7 volts/cm.

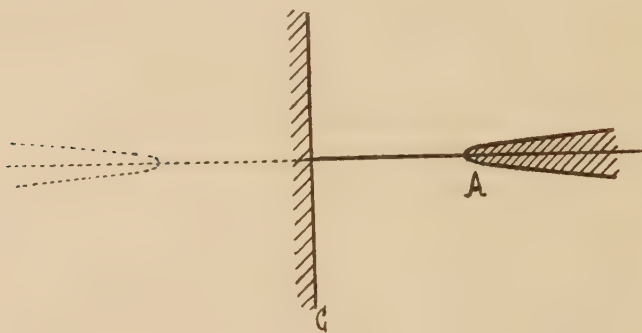


Fig. 6.

Le champ le plus considérable est évidemment obtenu à l'extrémité d'une pointe que l'on peut assimiler, en première approximation, à l'une des nappes d'un hyperboloïde de révolution très peu ouvert (fig. 6), dont on connaît le rayon de courbure au sommet. Le calcul de la distribution des potentiels a été donné depuis longtemps par Lamé (19). A la fin de ce travail (Appendice II) j'ai utilisé la formule donnée par lui, pour calculer les valeurs du champ qui nous intéressent. On verra que ces valeurs concordent remarquablement avec celles qui ont été déterminées expérimentalement par Poirot (16) et par moi-même (III, § 10). Mais nous allons dès maintenant en utiliser les résultats. Le dispositif expé-

mental le plus simple consiste à placer une pointe devant un plateau indéfini. C'est précisément ce qui correspond au cas du calcul. Soit V la différence de potentiel existant entre la pointe et la plaque, R le rayon de courbure au sommet de l'hyperbole méridienne, le champ à l'extrémité de la pointe est donné par l'expression :

$$h = 2V \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{\text{Log nép. } \frac{4z}{R}}$$

dans laquelle z représente la distance de la pointe au plan. Si l'on fait $V = 50.000$ volts, $R = 10^{-3}$ cm., $z = 0$ cm. 5, cela donne :

$$h = 13.10^6 \text{ volts/cm.}$$

Pour $R = 10^{-4}$ cm. :

$$h = 10^8 \text{ volts/cm.}$$

On voit qu'il est parfaitement possible de réaliser un champ suffisant, pourvu que la pointe soit assez fine. Cette formule indique également comment le champ varie avec la distance de la pointe au plan. On remarquera d'ailleurs que cette variation est très faible vis-à-vis de celle qui provient de R . Des mesures de champ obtenues directement au moyen de l'effet Stark ont permis de contrôler expérimentalement l'ordre de grandeur de ces champs. Nous verrons que les résultats concordent parfaitement.

Au lieu d'une pointe, si nous considérons une arête vive représentée par exemple par un cylindre parabolique très aplati, il est possible de calculer sans difficulté le champ qui règne le long de la génératrice du sommet. Nous allons voir que ce champ peut également être de l'ordre de 10^7 volts/cm.

Considérons la famille de cylindres paraboliques représentée par l'équation :

$$(1) \quad y^2 = 4V^2(x + V^2).$$

Ces surfaces représentent des surfaces équipotentiellles ; le potentiel de chacune d'elle étant précisément V . On constate en effet sans peine que ce potentiel satisfait bien à la condition :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0.$$

Si nous matérialisons deux de ces surfaces, et si nous les portons aux potentiels respectifs qui leur correspondent, la

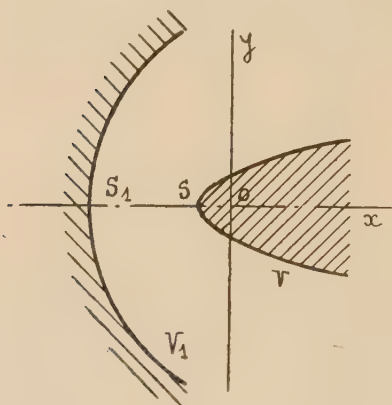


Fig. 7.

relation (1) donne immédiatement la distribution des potentiels et permet de calculer le champ en tous les points (fig. 7).

Supposons par exemple que la parabole dont le sommet S_1 a pour abscisse $a_1 = 0$ cm. 5 soit portée à 50 000 volts. Comme on a $V^2 = a$, le

potentiel $V_1 = \sqrt{\frac{1}{2}}$

correspond à 50 000 volts. L'unité utilisée dans la formule (1) vaut donc, dans ce cas, $50\,000 \cdot \sqrt{2}$ volts. La parabole donne le sommet S pour abscisses $a = 10^{-4}$ cm. se trouve alors avoir un potentiel :

$$V = 50\,000 \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{10^{-4}} = 500\sqrt{2} \text{ volts.}$$

La différence de potentiel entre les deux électrodes est donc de $50\,000 - 500\sqrt{2}$, soit à peu près 50 000 volts.

Puisque $V^2 = a$, le champ au sommet de la parabole vaut :

$$h = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{a}}.$$

Pour $a = 10^{-4}$ cm. on a :

$$h = \frac{1}{2} \cdot 10^2 \cdot 50\,000 \sqrt{2} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ volts-cm.}$$

D'après l'équation de la parabole, on voit d'autre part immédiatement que le rayon de courbure au sommet est égal à $2V^2$, c'est-à-dire à $2a$. Pour $a = 10^{-4}$ cm., le rayon de courbure est donc de $2/1\,000$ de millimètre. Une lame finement aiguisée présente certainement un rayon de courbure de cet ordre. Dans le cas que nous venons d'étudier, le champ le long de l'arête est 35 fois plus grand que le champ moyen qui existerait entre les électrodes si elles étaient à peu près parallèles. Dans le cas de la pointe, ce champ serait près de 1 000 fois supérieur, ce qui se conçoit très facilement.

Les exemples que nous venons de traiter montrent qu'il est possible d'obtenir des champs d'un ordre de grandeur convenable. Mais les formes d'anode considérées ne sont pas susceptibles de fournir un contrôle quantitatif indubitable. Il était intéressant de faire le calcul rigoureux du champ dans un cas que l'on est sûr de pouvoir réaliser expérimentalement. C'est précisément ce que l'on peut faire pour un fil fin de diamètre connu. L'expérience correspondante s'effectue immédiatement en utilisant comme anode un fil de diamètre égal recouvert d'une très mince couche de sel, tendu parallèlement à la cathode et chauffé à un courant électrique de manière à le porter à une température convenable. On sait que dans ce cas les surfaces équipotentielles sont définies par l'équation :

$$r^2 = x^2 + y^2 = e^{-\frac{V}{a}}.$$

Supposons que le cylindre de rayon $r = 10^{-3}$ cm, soit porté à 50 000 volts; on a :

$$50\,000 = a \log \text{ nép. } 10^3 = a \times 6,9, \quad a = 7\,200 \text{ volts.}$$

Le champ au voisinage du fil est égal à :

$$h = \frac{dV}{dr} = \frac{a}{r} .$$

c'est-à-dire :

$$h = 7\,200 \times 10^3 = 7,2 \cdot 10^6 \text{ volts/mc.}$$

C'est à peu près le champ minimum que nous avons trouvé pour permettre d'obtenir l'émission grâce à l'agitation thermique *seule* du sel solide. Or, nous verrons plus loin que l'émission commence, avec un fil de $2 \cdot 10^{-2}$ mm. de diamètre, quand il est porté à un potentiel compris entre 45 000 et 50 000 volts. L'accord est tout à fait excellent.

D'ailleurs, si l'émission commence pour une valeur du champ sensiblement inférieure à celle que nous avons calculée, c'est sans doute parce que la surface libre du sel est très loin d'être régulière. L'anode est recouverte de sel en la plongeant dans un bain de sel fondu. Quand la masse du sel se solidifie, à sa surface se forment certainement, à l'échelle microscopique, des aspérités dues à des cristallisations locales. Aux bords de ces aspérités le champ est évidemment supérieur au champ moyen et l'émission peut commencer avant que le champ moyen n'ait atteint la valeur théorique calculée. Cette explication me paraît confirmée par une observation dont j'aurai à reparler plus loin : l'émission se fait toujours, pour les faibles débits, sous forme de faisceaux fins et isolés, dont les origines paraissent être des points favorisés de la surface du sel. Ces points correspondent vraisemblablement aux aspérités que je viens d'indiquer. Au bout d'un certain temps, les faisceaux diminuent d'intensité quand les aspérités disparaissent, mais d'autres sont probablement mises à nu par le fonctionnement car il se forme toujours de nouveaux faisceaux.

11. Il nous reste maintenant à examiner quelle doit être la forme sous laquelle se présente l'émission. Comme le

champ est maximum au sommet de la pointe, il est à présumer qu'elle prendra la forme d'un faisceau plus ou moins ouvert et dirigé dans l'axe de la pointe.

L'expérience montre, en effet, qu'une pointe placée devant la cathode émet des faisceaux *isolés* contenus dans un angle solide d'environ 90° . Le fait que l'émission se fait par faisceaux isolés de petite ouverture se comprend aisément comme nous venons de le voir. L'ouverture de chacun de ces petits faisceaux est d'ailleurs très réduite par suite de l'action électrostatique de la surface très voisine du reste du sel. Cet effet a d'ailleurs servi de principe au dispositif dont nous verrons l'application plus loin (III, § 7) sous le nom de pièce de concentration (fig. 13). En voici une rapide explication.

Supposons que l'on place en arrière de la pointe une sorte d'anneau ou de disque circulaire porté au même potentiel que celle-ci. La présence de cette pièce aura pour effet d'éloigner les surfaces équipotentiellles de la pointe. Si la pointe reste suffisamment dégagée, le champ à son extrémité sera cependant assez peu modifié et pourra conserver une valeur convenable. Mais la variation du champ, quand on s'éloigne du sommet, devient beaucoup plus rapide. Tout se passe comme si les surfaces équipotentiellles s'écartaient de l'axe beaucoup plus vite, tout en conservant approximativement leur équidistance au voisinage du sommet. Sans anneau de garde, l'émission peut avoir lieu dans un angle de $\pm 45^\circ$. Avec un anneau convenablement placé, cet angle peut se réduire à moins de $\pm 10^\circ$. Mais l'anneau placé derrière la pointe modifie quand même un peu le champ à son sommet, car il est toujours nécessaire, pour obtenir l'émission, d'établir une plus grande différence de potentiel quand on met un anneau que quand il n'y en a pas.

Une fois émis, les ions positifs subissent l'action du champ électrique qui règne entre l'anode et la cathode. S'ils sont émis plus ou moins obliquement, ce champ a ten-

dance à les rapprocher de l'axe de la pointe. Mais comme les ions acquièrent rapidement une grande vitesse après avoir quitté la pointe, l'incurvation des trajectoires est assez faible. Cependant, la présence d'une pièce de concentration, qui rend le champ moyen, en dehors de la pointe, plus uniforme et mieux orienté suivant l'axe du tube, agit ainsi directement pour mieux diriger les faisceaux de rayons positifs. Cet effet, joint à celui que nous venons de voir, permet de comprendre l'efficacité du dispositif de concentration.

Remarquons, pour terminer, que les surfaces d'émission considérées sont supérieures à 1 micron carré. Vis-à-vis des dimensions atomiques, elles sont tout à fait considérables, et les calculs faits en supposant indéfinies les surfaces cristallines soumises au champ sont parfaitement valables.

Tous les calculs qui nous ont donné l'ordre de grandeur des champs observables à la surface des pointes ou des arêtes doivent également pouvoir fournir des renseignements intéressants dans l'étude du fonctionnement des tubes de Lilienfeld.

III

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. — L'émission anodique de rayons positifs a été découverte par Gehrcke et Reichenheim en 1906 (9), en utilisant des anodes plus ou moins complexes contenant des sels halogénés de métaux alcalins. Ils obtenaient une émission soit en déposant du sel sur une anode chauffée par un courant électrique auxiliaire jusqu'à une température suffisante, soit en plaçant dans un tube de verre un mélange de sel et de graphite et en laissant le soin à la décharge elle-même d'en provoquer l'échauffement, soit en utilisant une anode de sel et en introduisant dans le tube des vapeurs de chlore, de brome ou d'iode. Nous retrouvons toutes les conditions générales examinées au chapitre précédent. Mais leur application purement empirique ne laissait place à aucune confirmation dans un tube où les conditions électriques se trouvaient mal définies par la disposition des électrodes.

Les différents dispositifs imaginés par Gehrcke et Reichenheim ont été reproduits sans grande modification par les auteurs suivants qui ont eu recours aux rayons anodiques pour l'étude et la séparation des isotopes de plusieurs métaux. Aussi allons-nous examiner rapidement les dispositifs successivement employés.

2. — G.-P. Thomson (10) a utilisé un tube de silice contenant à son extrémité une pastille constituée par un mélange intime de sels halogénés et de graphite en poudre. La

cathode annulaire est située derrière l'anode et entoure le tube (fig. 8). Quand on introduit dans le tube une certaine quantité de vapeurs d'halogènes, l'émission de rayons positifs a lieu sous forme de faisceaux visibles, rectilignes et partant dans une direction sensiblement normale à la surface du sel. L'introduction de vapeurs d'halogènes a pour effet, d'abord de provoquer l'échauffement de l'anode en permettant le passage de la décharge, ensuite de créer un bombardement de l'anode au moyen des ions négatifs produits, à la faveur de quoi l'émission devient possible. Par la suite, le dégagement d'halogènes provenant du sel est sans doute suffisant pour remplir ce rôle et l'on n'a plus à intro-

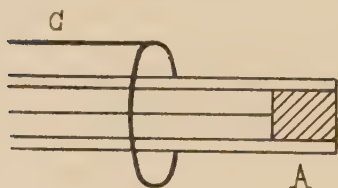


Fig. 8.

duire de vapeurs. Si la présence de vapeurs d'halogènes est nécessaire pour assurer le bombardement de l'anode, elle est également nécessaire, à un autre point de vue, pour

permettre l'émission. Etant donnée la disposition des électrodes, on remarque, en effet, que le champ électrique, à l'intérieur du tube est fort mal disposé pour faciliter l'émission. Or, l'introduction de vapeurs d'halogènes a précisément pour effet de créer, devant l'anode, une chute de potentiel de plusieurs milliers de volts. Cette chute de potentiel a été observée expérimentalement, et c'est grâce à elle que les ions positifs émis par bombardement peuvent être transformés en rayons positifs. L'introduction d'halogènes se trouve donc avoir réalisé simultanément toutes les conditions nécessaires pour permettre l'émission. Je pense que l'emploi d'un mélange de graphite et de sel a d'ailleurs pour effet de réaliser sur l'anode un certain nombre de petites aspérités qui rendent l'émission plus facile grâce aux phénomènes que nous avons vus au chapitre précédent.

3. — Aston (11) a essayé de perfectionner les dispositifs de Gebrcke et Reichenheim en s'approchant autant que possible de la technique des rayons cathodiques émis dans une ampoule Coolidge. Une petite plaque de platine recourbée en forme d'U (fig. 9) et chauffée au *rouge* par un courant électrique, est recouverte de sels et placée devant la cathode à une distance de l'ordre de 1 cm. Ce dispositif n'a pas donné tous les résultats que l'on attendait de lui : l'émission est très irrégulière, les faisceaux de rayons positifs partent dans une direction impossible à prévoir qui varie continuellement, et, surtout, le sel déposé est très rapidement volatilisé. « L'observation du phénomène, dit Aston, conduit à cette supposition que le fais-

ceau de rayons a pour origine non pas la surface du sel mais celle du platine et que quelques points sont plus actifs que d'autres, donnant ainsi des jets de rayons. La direction des rayons semble dépendre de



Fig. 9.

la configuration locale de la lame et est hors de tout contrôle pratique. À ajouter à cela que le sel disparaît très vite, dans la plupart des cas en quelques minutes. » Ces expériences n'avaient donc conduit à aucun perfectionnement réel, bien que l'idée du dispositif puisse paraître particulièrement bien choisie. Mais ce sont les phénomènes secondaires qui, en réalité, viennent jouer le rôle principal et l'émission ne peut être convenablement surveillée et dirigée, par manque de pureté. D'ailleurs, la température à laquelle se trouvait porté le sel laisse plutôt penser qu'il était liquide et non solide, ce qui expliquerait sa rapide volatilisation.

4. — Aston a ensuite utilisé un dispositif consistant à bombarder une anode formée d'un mélange de sel et de graphite, au moyen de rayons cathodiques (12). La cathode est

disposée devant l'anode de manière que les rayons cathodiques viennent se concentrer sur elle. On introduit préalablement un gaz quelconque pour établir la décharge et la formation de rayons cathodiques. La température de l'anode augmentant, l'émission d'ions positifs commence et se poursuit ensuite d'elle-même. L'inconvénient grave de cette méthode est que le fonctionnement reste abandonné à lui-même : on ne peut agir commodément sur la décharge pour la modifier à son gré puisqu'il est impossible d'agir sur les phénomènes qui l'entretiennent.

5. — En reprenant les expériences d'émissions de rayons positifs par des anodes recouvertes de sel et chauffées, l'idée m'est venue de chercher à perfectionner les dispositifs précédents en créant au voisinage de l'anode un champ électrique aussi grand que possible, capable de faciliter l'émission et aussi d'assurer une meilleure direction aux rayons produits.

Les premiers essais ont été faits avec une bobine d'induction pouvant donner 10 cm. d'étincelle, en faisant le vide dans le tube au moyen d'une pompe moléculaire. Je me suis servi de la pompe Holweck dont le débit aux plus faibles pressions est encore considérable. C'est cette pompe que j'ai toujours continué à utiliser par la suite.

Il y a d'ailleurs lieu d'insister sur les conditions de vide que l'on doit réaliser non seulement pour obtenir une émission régulière, mais encore pour que cette émission soit possible. Si la pression moyenne dans le tube est de l'ordre de $1/100$ de mm., ou notablement plus élevée, le courant passe sous la forme ordinaire observée dans un tube de Geissler, ou bien sous la forme de décharges plus ou moins fréquentes, mais quasi-instantanées. Ce n'est que pour un vide meilleur que la répartition des potentiels correspond à des champs suffisants pour amorcer et entretenir la décharge sous forme de rayons positifs. Le tube doit être suffisam-

ment « dur ». Aussi est-il nécessaire de maintenir constamment le meilleur vide possible et, pratiquement, nous verrons que la pression y est de l'ordre de 10^{-3} mm. (III, § 12).

Pour obtenir l'émission de rayons positifs à la surface du sel déposé sur une anode chauffée, j'ai constaté qu'il fallait rapprocher autant que possible la cathode de l'anode, afin d'augmenter le champ électrique au voisinage de celle-ci (13). Dans ces conditions, on pouvait obtenir des faisceaux de rayons positifs assez intenses tout en maintenant le sel à une *température très inférieure à sa température de fusion*. J'ai employé en général un mélange de sels halogénés de lithium, sur lesquels il est particulièrement commode de travailler.

J'ai remarqué, dès le début de mes expériences, que l'émission avait généralement lieu en certains points privilégiés de l'anode ; ces points correspondaient toujours aux régions les plus anguleuses de la surface du sel, ce qui m'a amené à constituer l'anode par une petite pointe de platine recouverte de sels et chauffée au moyen d'un courant auxiliaire traversant une petite spirale disposée derrière la pointe à la manière d'un four électrique minuscule (fig. 10). On garnit l'ensemble de la pointe et de la spirale en l'immergeant dans du sel fondu. Quand le champ électrique au voisinage de la pointe devient assez grand, celle-ci commence à émettre des rayons positifs en faisceaux fins plus ou moins divergents. On réalise bien ainsi les conditions théoriques d'émission que nous avons mises en évidence dans la première partie de ce travail. Au voisinage de la pointe, le champ électrique est, en effet, beaucoup plus grand que le champ moyen régnant entre l'anode et la cathode. Comme aucune décharge ne passe dans le tube avant que l'émission

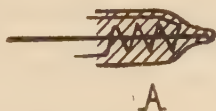


Fig. 10.

commence, ce champ est assez facilement calculable, si l'on se rapporte au chapitre précédent. La distance de l'anode à la cathode est en général de l'ordre de quelques millimètres et peut atteindre 1 à 2 cm. La différence de potentiel nécessaire étant de l'ordre des dizaines de milliers de volts, le champ « moyen » entre des électrodes parallèles pourrait atteindre 100 000 volts/cm. et le champ à la pointe est certainement beaucoup plus considérable. Nous verrons d'ailleurs, plus loin, comment j'ai pu le mesurer directement. On comprend que l'émission de rayons positifs désirée puisse prendre naissance dans ces conditions.

En général, la disparition du sel est assez lente pour que le tube puisse fonctionner plusieurs heures sans que l'on ait besoin de recharger l'anode.

On se trouve donc avoir réalisé l'inverse du tube à rayons cathodiques de Lilienfeld. Mais tandis que dans le cas de l'émission électronique par les pointes, celle-ci est obtenue même à basse température, dans celui de l'émission positive il est nécessaire de donner aux ions une agitation thermique suffisante et de les maintenir à une température supérieure à la température ambiante. Le tube à rayons positifs que je viens de schématiser est donc en réalité une combinaison renversée des tubes à rayons cathodiques de Coolidge et de Lilienfeld.

De même que dans le tube de Coolidge, un perfectionnement intéressant a pu être obtenu en entourant convenablement la pointe au moyen d'un anneau de garde (fig. 13); il a pour effet de diriger convenablement les faisceaux de rayons positifs et joue ainsi le rôle de pièce de concentration. L'ouverture des faisceaux devient alors inférieure à 15°. Nous verrons plus loin le détail du dispositif.

Si l'on dispose une trappe à air liquide sur le tube en fonctionnement, on y recueille des vapeurs d'halogènes qui viennent se condenser, grâce à leur libération du sel après le départ des ions positifs. On réalise de la sorte une véritable

électrolyse dans le vide : le métal et l'halogène se trouvent séparés et peuvent être recueillis isolément dans des parties différentes du tube.

Voici maintenant quels sont les détails du montage, les résultats obtenus, et les différentes lois auxquelles le phénomène obéit.

6. Dispositif électrique. — La manière dont le tube est alimenté joue un rôle important dans son fonctionnement. Quand on utilise une simple bobine, on se contente évidemment de la réunir aux bornes du tube ; il n'est même pas nécessaire de mettre de soupape sur le circuit pour donner au courant d'alimentation un sens convenable. Lorsque le débit dans le tube n'est pas trop élevé, le vide y est, en effet, suffisant pour que la décharge ne passe que dans le sens convenable. Mais quand on alimente le tube au moyen d'une source de haute tension à courant continu, telle que, par exemple, celle obtenue en redressant le courant d'un transformateur au moyen de kénotrons et en le régularisant au moyen de condensateurs, il y a lieu de choisir, quand on le peut, un montage électrique plus avantageux.

Une semblable source de tension ne fonctionne pas, en effet, comme un générateur à tension constante pour un débit variable. Supposons, par exemple, que le tube soit en fonctionnement et que l'installation débite directement dans le tube le courant de 0,1 milliampère sous 40 000 volts. Supposons maintenant que, pour une raison quelconque et accidentelle, le débit dans le tube vienne à augmenter, la différence de potentiel aux bornes va rapidement décroître ; l'émission peut alors s'arrêter brusquement. L'installation électrique se trouvant ne plus débiter, sa différence de potentiel va croître très rapidement et atteindra peut-être 60 000 ou 70 000 volts. Il en résulte un état d'instabilité continuelle dans l'émission. Si, par exemple, on étudie la déviation magnétique des rayons positifs, en fait, celle-ci ne cesse de varier

par suite des variations continuelles de la tension aux bornes du tube. Pour remédier à cet inconvénient, il convient d'employer le montage suivant (fig. 11). On fait continuellement débiter l'installation sur une résistance R de manière que la différence de potentiel aux extrémités de R soit à peu près égale à la différence de potentiel que l'on veut utiliser. Si l'intensité I débitée à travers R est sensiblement plus grande que celle traversant le tube placé en dérivation, les variations de l'intensité i du courant qui traverse le tube produisent sur l'installation une variation de voltage d'autant plus faible que le rapport $\frac{1}{i}$ est plus grand. Ainsi, on peut très bien faire débiter continuellement à l'installation un

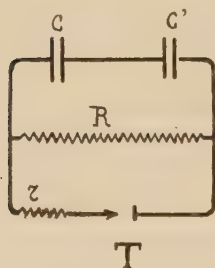


Fig. 11.

courant de quelques milliampères pendant que le tube absorbe quelques dixièmes de milliampère. Le voltage se stabilise alors de lui-même et le fonctionnement du tube devient en général très régulier.

Remarquons que ce dispositif n'est utilisable que grâce à la très grande résistance apparente du tube ⁽¹⁾, même pendant son fonc-

tionnement. Si cette résistance était trop faible, le courant de l'installation passerait entièrement dans le tube au lieu de traverser la résistance R et le résultat serait particulièrement désastreux. D'ailleurs, pour éviter les accidents de cette nature, il convient de placer une petite résistance r sur le circuit du tube.

Ce dispositif nécessite des résistances très grandes, de plusieurs dizaines de mégohms. J'ai pu en réaliser de très convenables au moyen d'un mélange de tétrachlorure de carbone et d'alcool amylique en proportions à peu près égales.

(¹) Elle est en général de l'ordre de 100 mégohms.

Pour éviter l'échauffement trop considérable de ces résistances, il convient d'en faire des batteries que l'on place en séries. Elles ont l'inconvénient d'avoir une résistivité assez variable au début : cette résistivité diminue progressivement à partir du moment où on fait le mélange. Par contre, le passage du courant à travers le mélange a pour effet d'augmenter sa résistance. Comme ces variations sont, d'ailleurs, très lentes, elles ne gênent en rien les expériences. Il suffit de régler convenablement et régulièrement le courant d'alimentation de l'installation.

7. Tubes et électrodes. — Pour pouvoir examiner aisément ce qui se passe à l'intérieur du tube, les premiers appareils que j'ai employés étaient en verre. Mais la construction de tubes en métal a permis d'obtenir des appareils absolument semblables au point de vue du fonctionnement sans avoir les mêmes inconvénients au point de vue de la fragilité. D'autre part, avec des appareils métalliques, on peut aisément donner au tube la forme la plus convenable pour les recherches que l'on se propose de faire.

On pouvait croire que le vide dans un tube métallique serait moins bon que dans un tube en verre. L'expérience a montré qu'il n'en est rien. Quand on a soin de placer un gros robinet entre la pompe et le tube et d'isoler le tube, avec son bon vide, chaque fois qu'une expérience est terminée, on constate que le vide se maintient au bout de quelque temps, d'une manière aussi complète que dans un appareil en verre.

Les appareils métalliques utilisés ont été construits par la maison Beaudouin. M. Gondet m'a fait bénéficier de toute l'expérience qu'il a des tubes à vide en métal et je n'ai jamais rencontré, grâce à lui, aucune espèce de difficultés. Le corps des appareils est pris dans un tube de laiton étiré de diamètre convenable et de 5 millimètres d'épaisseur. Les différentes parties du tube sont réunies soit par des rodages soit par des

soudures à l'étain faites avec le plus grand soin. Dans ces conditions, les appareils « tiennent le vide » remarquablement bien. Quand une légère fissure existe, on la bouche avec de la gomme laque très épaisse.

La robustesse que l'on peut donner aux appareils métalliques permet l'ajustement commode et solide d'électrodes convenables. Dans les appareils utilisés, l'anode A est une pièce métallique portée par un double rodage en verre qui l'isole du reste du tube (fig. 12). Un conducteur central isolé porte la pointe de platine tenue par une petite pince. La pointe est constituée par un fil de platine convenablement coupé et la spirale chauffante est enroulée sur le fil de platine, immédiatement derrière la pointe, en interposant entre les deux un petit tube de verre qui sert d'isolant. Le tout mesure au maximum 2 mm. de long et 1 mm. de diamètre. Le courant arrive par le conducteur central portant la pointe et s'en va par un tube métallique qui l'entoure et qui porte la pièce de concentration. Cette pièce, de forme cylindrique, est mobile et munie d'un petit trou circulaire de 1 à 2 mm. de diamètre

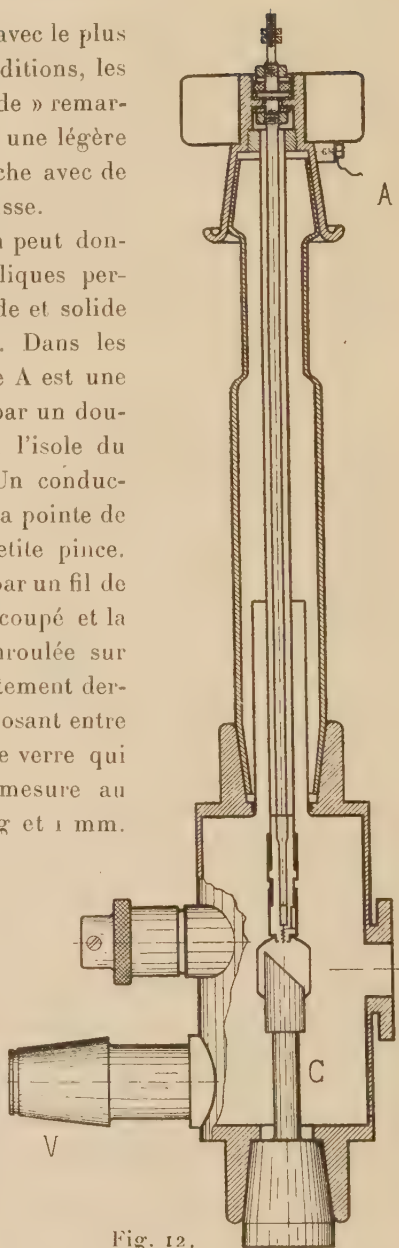


Fig. 12.

par où la pointe peut émerger légèrement au dehors (fig. 13). Si la pointe est trop à l'intérieur, l'émission de rayons positifs ne peut avoir lieu, puisque le champ est trop faible. Si la pointe dépasse trop, l'action électrostatique de la pièce de concentration devient négligeable et les rayons forment des faisceaux mal dirigés. Il faut savoir trouver une position convenable qui assure une émission et une direction satisfaisantes. Cette condition est en général réalisée quand la pointe dépasse de quelques dixièmes de millimètre, de 1 à 3. On a alors des faisceaux d'une ouverture de 10 ou 15°. La figure 13 représente la cathode constituée par une grille et placée devant l'anode à une distance variant de 4 à 15 mm. Si la position de la pièce de concentration a une grande importance pour assurer la direction des rayons positifs, la manière dont le sel est placé sur la pointe joue également un très grand rôle. Comme les ions posi-

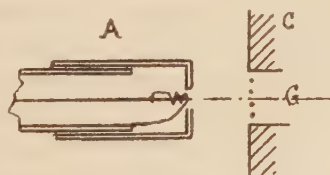


Fig. 13.

tifs sont difficilement déviés à cause de leur masse, c'est dès leur émission qu'il faut leur donner une direction convenable, au moment où leur vitesse est encore faible. On conçoit ainsi que la forme de la surface du sel qui détermine la configuration du champ au voisinage même de la pointe soit tout-à-fait importante. La moindre dissymétrie crée une émission oblique qu'il est presque impossible de rectifier au moyen de la pièce de concentration. D'ailleurs, comme l'émission donne lieu à des faisceaux stables d'une certaine durée, il est quelquefois possible de corriger les erreurs de direction en faisant tourner l'anode sur son rodage.

J'ai remarqué que la direction des rayons positifs était sensiblement meilleure quand le tube est alimenté en dérivation sur une résistance que quand il est réuni directement aux bornes de l'installation. Il semble que le tube travaille alors

dans de meilleures conditions de rendement et de puissance.

On peut aisément contrôler ce qui se passe à l'intérieur du tube métallique au moyen de fenêtres en verre ajustées avec de la graisse sur des rodages plans.

8. Phénomènes lumineux (14). — L'émission de rayons positifs est accompagnée de phénomènes lumineux dus aux *phénomènes secondaires*, car les rayons positifs eux-mêmes, dans un vide parfait ne seraient pas lumineux. Le trajet des rayons est visible grâce à une illumination des vapeurs traversées. Quand le débit est faible, on observe parfois de très fins faisceaux ; ils sont courbés dans le sens du champ quand ils sont émis obliquement : ils sont uniquement visibles par excitation des vapeurs résiduelles, provenant principalement du sel ; on ne voit aucune trace de lumière dans la direction des tangentes aux trajectoires, ce qui prouve que les ions en mouvement ne sont pas neutralisés et que la lumière est bien émise par les particules neutres rencontrées. Quand le débit augmente, les faisceaux deviennent plus lumineux mais conservent les mêmes caractéristiques. Peu d'ions des faisceaux de rayons positifs rapides semblent donc neutralisés. Il ne faudrait d'ailleurs pas conclure de là qu'aucun rayon positif n'est neutralisé, car ce serait certainement faux. S'il est vrai que la plus grande partie de la lumière observée vient de particules immobiles, il y a cependant de la lumière émise par les ions en mouvement, puisque Gehrcke et Reichenheim (9), en posant très longtemps, ont pu mettre en évidence un effet Doppler des rayons anodiques. Mais la quantité de lumière émise par les rayons positifs eux-mêmes est très faible, ce qui prouve qu'un très petit nombre d'entre eux est neutralisé en cours de route. C'est particulièrement vrai quand l'émission reste pure et que le débit est de l'ordre de 0,1 milliampère. Pour des débits plus considérables, la pression augmente notablement dans le tube et il y a certainement davantage d'ions positifs neutralisés.

A l'endroit où le faisceau de rayons positifs vient frapper la cathode il y a une tache fortement lumineuse. J'avais primitivement pensé que cette lumière était due à la neutralisation des rayons positifs eux-mêmes. En réalité, elle est due au bombardement des sels déposés sur la cathode et venus de l'anode par évaporation. On peut, en effet, dévier les rayons positifs au moyen d'un champ magnétique; on constate alors qu'en tombant sur une surface que les vapeurs de sel ne peuvent pas atteindre, il y a seulement excitation de la fluorescence de la substance frappée. Ces phénomènes lumineux, qui avaient déjà été observés depuis longtemps, ne paraissaient pas encore complètement expliqués. Ils sont tout simplement, dus à l'excitation de vapeurs déterminée par le passage des rayons positifs.

A l'extrémité même de la pointe on peut observer une étoile lumineuse extrêmement petite. Nous verrons plus loin comment elle a permis de déterminer directement le champ électrique qui règne à la pointe.

Quand on observe les phénomènes lumineux pendant la décharge au moyen d'un miroir tournant on s'aperçoit que l'émission est généralement discontinue. Il y a là un phénomène semblable à celui que l'on observe dans la décharge à travers les gaz qui est souvent discontinue. On doit d'ailleurs remarquer que l'émission n'est discontinue que pour des débits assez considérables. Quand l'intensité du courant traversant le tube est très faible, par exemple, de l'ordre des dizaines de microampères, les faisceaux très fins de rayons positifs que l'on aperçoit apparaissent parfaitement continus. Quand l'intensité devient supérieure à 0,2 ou 0,3 milliampères, la décharge passe au contraire de manière discontinue avec une fréquence de l'ordre des centaines. Si l'on compare ces deux cas en remarquant que dans le premier les phénomènes secondaires sont tout à fait négligeables tandis que dans le second l'ionisation par choc joue un grand rôle, on est amené à penser que la discontinuité de la décharge n'ap-

paraît qu'à la faveur de charges spatiales provoquées par le passage des rayons positifs. Il y a là un phénomène qui semble orienter les recherches dans un sens déterminé et qui mériterait d'être étudié plus complètement.

9. Fonctionnement du tube. Lois auxquelles il obéit (15). — Pour une composition et pour une température déterminées du mélange de sels recouvrant l'anode, l'émission ne commence que quand la différence de potentiel entre l'anode et la cathode atteint une valeur suffisante. Il y a un certain seuil de champ qu'il faut dépasser. C'est vraisemblablement celui qui correspond, à l'extrémité de la pointe, au champ nécessaire pour permettre l'extraction des ions positifs. Quand le sel recouvre la pointe de platine, de manière à offrir à la surface la forme d'une petite calotte presque sphérique avec un rayon de courbure de l'ordre de $1/10$ de mm., il est très difficile d'obtenir l'émission de rayons positifs ; au contraire, quand la pointe est presque mise à nu, l'émission commence pour des différences de potentiels et des champs beaucoup moindres. Le champ à l'extrémité de l'anode peut être dans ces deux cas très différent pour une même différence de potentiel entre l'anode et la cathode, et cette remarque permet de donner toute sa valeur à l'interprétation indiquée pour comprendre l'existence d'un seuil de champ électrique nécessaire.

Une fois l'émission commencée, l'intensité augmente régulièrement quand la différence de potentiel croît. Nous avons vu précédemment quelle serait la loi de variation de l'intensité en fonction du voltage si les électrodes étaient planes et parallèles. Comme le dispositif que j'ai utilisé s'éloigne beaucoup du cas théorique traité, on ne doit pas s'étonner que la loi trouvée expérimentalement s'en soit sensiblement éloignée. L'intensité commence par croître suivant une puissance comprise entre $3/2$ et 3 de la différence $V - V_0$ entre le voltage V utilisé et le voltage minimum V_0 correspondant au commencement de l'émission. Ceci a lieu pour des courants

inférieurs à $1/20$ de milliampère environ. Pour des intensités plus grandes, le courant croît beaucoup plus rapidement et, à partir d'un certain moment, un véritable régime d'arc s'établit ainsi que nous l'avons vu dans la première partie. L'ionisation due aux phénomènes secondaires provenant du bombardement des vapeurs et des gaz résiduels vient déterminer une nouvelle répartition des charges spatiales et la

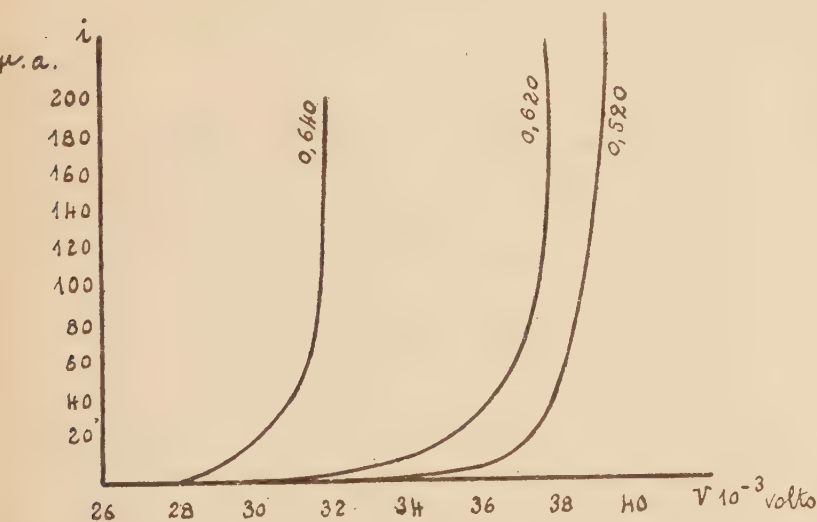


Fig. 14

charge spatiale de rayons positifs se trouve pratiquement détruite par les ions négatifs produits. Pour chaque température du sel, on obtient une courbe analogue ; V_0 décroît quand le chauffage de la pointe et, par suite, sa température augmentent et les différentes courbes obtenues pour des températures croissantes se déplacent vers l'origine. La figure 14 représente trois courbes tracées pour un chauffage correspondant au passage dans la spirale de la pointe d'un courant de 0,520-0,620-0,640 ampère. V_0 peut ainsi varier dans de grandes proportions depuis 20 000 volts jusqu'à

100 000, qui est la différence de potentiel maximum sous laquelle j'ai pu obtenir des rayons positifs par ce procédé.

La nature du sel a une grande importance et la valeur de la différence de potentiel minimum V_0 dépend énormément du sel ou du mélange de sels employés. L'émission est beaucoup plus facile avec les sels halogénés des métaux alcalins qu'avec n'importe quels autres sels. Aussi, pour faciliter l'émission, par une sorte d'entraînement, convient-il d'ajouter au sel utilisé un peu de sel halogéné de métaux alcalins. Cette remarque a d'ailleurs été faite par presque tous les auteurs.

Nous avons précédemment vu comment la présence d'halogène pouvait faciliter l'émission; le poids atomique du métal semble également intervenir. Ce sont les corps de poids atomique les plus faibles qui donnent le plus facilement des rayons positifs par émission anodique. J'ai essayé de montrer plus haut comment on peut tenter de trouver une explication à ce fait, et comment on peut établir une classification pour tous les métaux.

La température de fusion du mélange joue un rôle important. Tout en restant au-dessous du point de fusion, l'émission ne commence quelquefois qu'au voisinage de cette température. Si la température est trop élevée, le dégagement des gaz parasites est si grand qu'il devient impossible d'obtenir un régime quelconque ayant une certaine stabilité.

Enfin, la présence d'un sel facilement dissociable rend l'émission beaucoup plus aisée; ainsi l'iodure de lithium se trouve être un excellent catalyseur. Mais il faut faire attention, en faisant fondre le mélange de sels, à ne pas décomposer par la chaleur l'iodure que l'on a introduit.

Quand le tube est placé entre les pièces polaires d'un électro-aimant en fonctionnement, dans un champ de plusieurs milliers de Gauss, le régime devient beaucoup plus stable. Le champ magnétique a, en effet, pour conséquence

de balayer tous les rayons cathodiques qui sont normalement émis par la cathode au point d'impact des rayons positifs. Ces rayons qui viennent directement frapper l'anode après avoir traversé toute la différence de potentiel aux bornes du tube produisent un bombardement intense qui peut échauffer considérablement l'anode. Dans les mêmes conditions de fonctionnement, le tube est beaucoup plus « dur » quand il est placé dans un champ magnétique. Le phénomène de l'émission reste beaucoup plus pur et se règle plus commodément avec de moins grandes variations dans les différences de potentiel utilisées.

10. Répartition des potentiels. — A vide, la différence de potentiel s'établit de façon à peu près uniforme entre l'anode et la cathode grâce à la forme plate de la pièce de concentration. Au voisinage de la pointe seulement, le champ est considérablement plus grand. Ce champ vient se greffer pour ainsi dire sur le champ moyen. On peut s'en rendre compte en déplaçant l'anode par rapport à la cathode. La différence de potentiel minimum V_0 est sensiblement proportionnelle à la distance qui les sépare.

Pendant le fonctionnement du tube, tout au moins avec un débit assez faible (inférieur à 0,1 milliampère), cette répartition des potentiels doit être très peu modifiée. L'expérience a prouvé qu'elle ne l'était même pas sensiblement pour des débits plus considérables de 0,1 à 0,5 milliampère. A. Poirrot (16), en étudiant l'effet Stark sur la lumière émise entre l'anode et la cathode a, en effet, trouvé un champ uniforme approximativement égal au champ moyen. Seul, au voisinage de la pointe, le champ est considérablement plus grand.

La concordance existant entre les champs mesurés dans le tube et ceux que l'on peut calculer en supposant que les électrodes sont dans le vide absolu (App. II), prouve que la répartition des potentiels, au moment du passage de la

décharge, demeure quasi-électrostatique, malgré l'existence d'une pression d'environ 10^{-3} mm. (III, § 12).

Par la méthode du prisme objectif, on peut obtenir très facilement le spectre de la lumière émise à la pointe même de l'anode sous la forme d'une petite étoile lumineuse. L'image de cette pointe est représentée par les deux figures 15 et 16 correspondant aux raies 6 103 et 4 603 du lithium. Pour la première (fig. 15), on n'observe aucun élargissement anormal : et c'est compréhensible, puisque cette raie ne présente aucun effet Stark ; une zone lumineuse assez large correspond à peu près à toute la surface du sel et semble s'étendre à 1 ou 2 dixièmes de millimètres devant



Fig. 15.

l'anode. Elle est sans doute due au bombardement des vapeurs de sels qui sont particulièrement denses dans cette région. Au milieu de cette première zone, on observe un petit point lumineux considérablement plus réduit et correspondant à la lumière émise à la pointe même de l'anode. C'est ce que semble confirmer l'examen de la fig. 16.

C'est la même image, obtenue sur le même cliché, mais pour la raie 4 603. Tout ce que l'on observe s'explique très bien en faisant intervenir l'effet Stark de la raie 4 603. Les deux parties les plus intenses, séparées au centre par un intervalle sans lumière, correspondent aux composantes de la raie 4 603 déplacés vers le rouge et le violet dans un champ qu'il est possible d'évaluer. Les bords les plus rapprochés du centre de la raie correspondent à 50 ou 60 000 volts/cm. C'est ce qui correspond, dans la figure 15, à la grande zone lumineuse devant l'anode. On remarquera la forme concave présentée par les bords internes des deux composantes. Cette concavité provient certainement de la variation du champ, la lumière émise sur le bord venant d'une région où le champ est plus faible. A mesure que l'on se

rapproche de la pointe, la largeur de la région lumineuse diminue en même temps que l'effet Stark augmente. Ainsi s'explique la forme en fuseau présentée vers le rouge et le violet par les composantes extrêmes de la raie 4.603. On ne peut suivre la composante violette aussi loin que la composante rouge, d'abord parce qu'elle est beaucoup moins intense, ensuite parce que, sur le cliché, la composante vio-

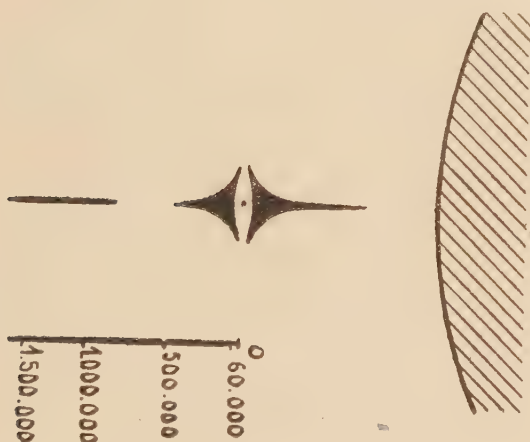


Fig. 16. — Effet Stark de la raie 4603.

lette se trouve être superposée à l'image de la cathode et que l'on ne peut plus l'y distinguer. Mais on peut voir nettement une partie remarquable de la composante rouge qui se détache de la raie à une distance d'environ 1 mm. Comme, sur le cliché, 1 mm. correspond à environ 50 angströms, d'après les nombres donnés par A. Poirot (16) pour l'effet Stark de la raie 4603, cela correspond à un champ d'environ 1 600 000 volts/cm. Si l'on pouvait voir l'extrémité de la composante violette, elle serait à environ 2 mm. du centre

de la raie, cela ferait donc un élargissement de près de 3 mm. ou 150 angströms dû à l'effet Stark ! Il est remarquable que les nombres mesurés à la pointe même soient tout à fait de l'ordre de grandeur prévu par la théorie.

Remarquons d'ailleurs que le cliché a été obtenu pendant le passage d'un courant assez intense dans le tube (0,5 milliampère). Il est donc vraisemblable qu'à ce moment l'émission était fort éloignée de l'émission pure ; le sel étant fortement bombardé par des ions négatifs, un champ assez inférieur à 10^7 volts-cm. pouvait encore permettre d'assurer le mécanisme de l'émission.

La figure 17 représente une autre photographie de la pointe pour la raie 4 603 obtenue sur un cliché moins posé.



Fig. 17.

On n'aperçoit plus la composante rouge extrême qui n'a pu impressionner suffisamment la plaque. Par contre, on aper-

çoit au centre une petite composante violette, ce qui confirme complètement l'interprétation que je viens de donner : la raie 4 603 se décompose en effet, sous l'action d'un champ électrique, en 3 composantes, l'une rouge, la plus intense, et deux autres violettes d'intensité sensiblement moindre et également plus floues.

En observant la forme des trajectoires visibles des rayons positifs, on pourrait également déterminer la grandeur du champ entre l'anode et la cathode. Les particules décrivent en effet des courbes analogues à des paraboles ayant leur concavité tournée vers la cathode. Mais les photographies ne sont pas assez précises pour permettre un calcul exact.

Pour la direction des rayons positifs, la distribution du champ au voisinage même de la pointe joue un rôle essentiel, puisque c'est là que leur vitesse est la plus faible. J'ai déjà indiqué l'importance qu'il y avait à mettre le sel de manière régulière, sans aucune dissymétrie. La position de la pièce de concentration est aussi très importante.

11. Anode en forme de tranchant et de fil. — Dans l'espoir d'augmenter la puissance du tube en utilisant une plus grande surface d'émission, j'ai essayé de remplacer la pointe de l'anode par le tranchant d'une lame aiguisée. J'ai constaté que l'émission avait encore lieu, beaucoup plus difficilement d'ailleurs, et qu'elle restait localisée à quelques points privilégiés. Elle ne se généralise pas à toute l'arête de la lame. Il est vraisemblable que cela tient aux phénomènes secondaires de bombardement qui continuent là où l'émission a commencé et pas ailleurs, et, aussi, à la forme même que prend le sel pendant le fonctionnement du tube. Le départ du sel aux points où se fait l'émission laisse en effet une espèce de cratère et c'est sur les bords anguleux de ce cratère, là où le champ électrique est maximum, que se fait l'émission. En dehors de ces points favorisés, le champ n'est pas suffisant pour permettre à l'émission de s'étendre. En regardant l'anode après fonctionnement et avant la disparition complète du sel, on observe très bien la présence de ces aspérités dues au passage du courant.

En recouvrant de sel un fil très fin chauffé et tendu devant l'anode parallèlement à celle-ci, on obtient également une émission de rayons positifs localisée à quelques points. Mais, malgré la pièce de concentration, ces rayons sont en général très mal dirigés. Cela se comprend aisément, puisque la forme cylindrique du fil permet une émission normale à la surface et très divergente.

Avec un fil fin de platine de 2/100 de mm. de diamètre, recouvert d'une mince couche de sels, j'ai obtenu l'émission pour une différence de potentiel de 45 000 à 50 000 volts. Nous avons vu plus haut que cela correspond bien à la surface du sel à des champs de l'ordre de 10^7 volts/cm. Comme le tube était plongé, à ce moment-là, dans un champ magnétique de 7 000 à 8 000 gauss, qui empêchait tout bombardement parasite de l'anode par des rayons cathodiques, ce résultat peut être regardé comme une bonne confirmation de

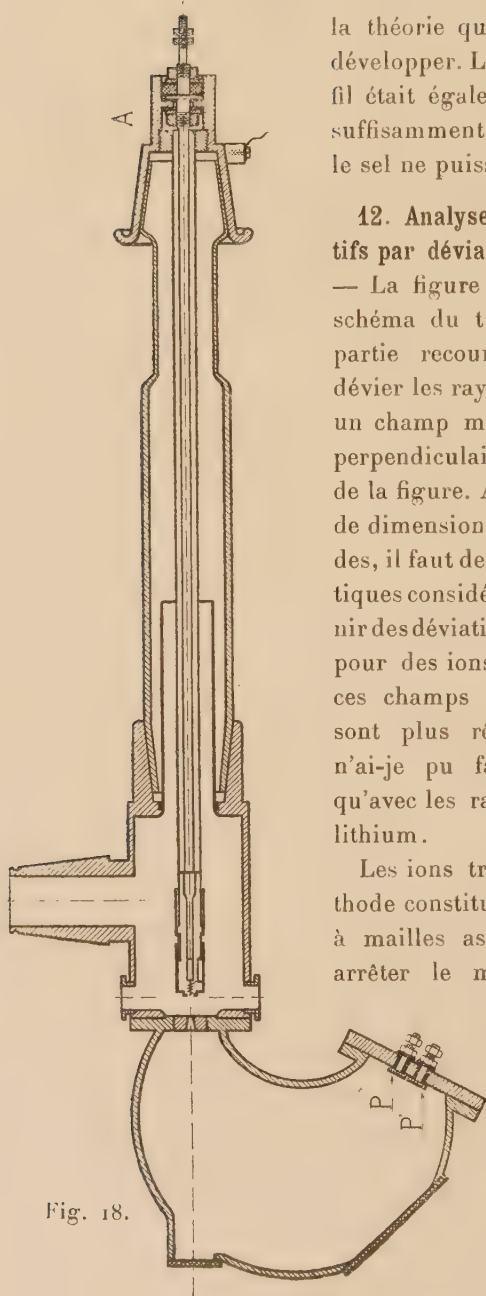


Fig. 18.

la théorie que j'ai essayé de développer. La température du fil était également maintenue suffisamment basse pour que le sel ne puisse être fondu.

12. Analyse des rayons positifs par déviation magnétique.

— La figure 18 représente le schéma du tube utilisé. Une partie recourbée permet de dévier les rayons positifs dans un champ magnétique dirigé perpendiculairement au plan de la figure. Avec un appareil de dimensions pas trop grandes, il faut des champs magnétiques considérables pour obtenir des déviations importantes; pour des ions un peu lourds, ces champs magnétiques ne sont plus réalisables. Aussi n'ai-je pu faire de mesure qu'avec les rayons positifs de lithium.

Les ions traversent une cathode constituée par une grille à mailles assez larges pour arrêter le minimum d'ions positifs. Puis les ions sont déviés et recueillis sur les plaques P, P' destinées à les

recevoir. Ces plaques sont isolées et le courant reçu peut être mesuré au moyen de deux galvanomètres. Les ions décrivent à peu près des demi-circonférences. On sait que, dans ces conditions, il se forme une sorte de foyer où les faisceaux divergents viennent converger (fig. 19). On a de la sorte sur les plaques P et P' une tache étroite, une bande que l'on peut déplacer soit en faisant varier le champ magnétique, soit en modifiant la différence de potentiel aux bornes

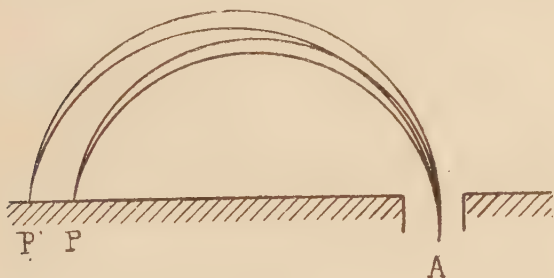


Fig. 19.

du tube. Si r est le rayon des cercles décrits par les ions de masse m dans un champ magnétique H , on a :

$$m = e \cdot \frac{H^2 \cdot r^2}{2V}$$

où V est la différence de potentiel traversée par les ions et e leur charge. J'ai pu vérifier convenablement cette formule avec des ions de lithium et d'hydrogène. Par exemple, dans une expérience avec $H = 11 \cdot 10^3$ gauss, $V = 25\,000$ volts, la tache de lithium la plus intense tombait sur l'une des plaques dont la distance à la pointe est de 11 cm. On en déduit $r = \frac{11}{2} = 5,5$ cm. Comme $e = 4,77 \cdot 10^{-10}$ u. e. s., on trouve, en convertissant toutes les grandeurs en u. e. m. que la masse des ions considérés est :

$$m = \frac{4,77 \cdot 10^{-10}}{3 \cdot 10^{10}} \times \frac{11^2 \times 10^6 \times 5,5^2}{2 \times 25 \cdot 10^3 \times 10^8} = 1,14 \cdot 10^{-23}.$$

En multipliant par $N = 62.10^{22}$, cela donne le poids atomique du métal transporté :

$$\Lambda = mN = 7.05.$$

On voit que l'accord est excellent puisque le poids atomique de l'isotope de lithium le plus abondant est 7.

Si le courant transporté par les ions est de l'ordre de quelques microampères, l'arrivée de ces ions provoque la fluorescence du verre ou des substances bombardées (métal, piscéine, etc.). La tache devient violemment lumineuse quand on a soin de faire tomber les rayons positifs sur une substance facile à exciter, comme, par exemple, le tungstate de calcium. Si les plaques P et P' restent isolées tout en recevant le courant des ions, celles-ci se déchargent en même temps par une sorte d'effluve qui doit être due à une émission de rayons cathodiques et à une ionisation du gaz résiduel du tube. Il est vrai que la capacité de ces lames est très faible et que, par suite, leur potentiel devient très grand quand il tombe quelques microampères à leur surface.

Pour des débits faibles, le courant total dans le tube étant, par exemple, inférieur à 0,1 milliampère, les taches sont très fines et nettes et remarquablement stables. Elles s'élargissent de manière sensible quand le courant atteint 0,5 ou 1 milliampère. C'est qu'aux ions provenant directement de l'anode se joignent d'autres ions d'origines diverses. Cette formation d'ions secondaires et la disparition simultanée, par choc, des ions primitifs nous amène à étudier quelle est la quantité d'ions reçus sur les plaques P et P' par rapport au courant total qui traverse le tube.

Nous arrivons ainsi à nous demander quel est le rendement en rayons positifs de ce dispositif. Cette recherche nous conduira en même temps à une détermination indirecte de la pression dans le tube et à une étude de ses variations.

Rendement. — Si l'on mesure le courant reçu sur les plaques P et P' quand le faisceau vient à tomber dessus, on con-

state, avec l'appareil utilisé, que ce courant correspond seulement à une faible fraction du courant total, environ 2 à 4 o/o. Il y a là un phénomène qui m'a longtemps étonné. Etant donné l'état de vide que je pensais maintenir dans le tube, je croyais qu'au bout de 20 cm. environ de parcours, il resterait encore une grande quantité d'ions émis. En réalité si le vide moyen dans le tube est excellent et probablement inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$ mm. il règne une pression beaucoup plus élevée devant l'anode. Cette pression est due aux gaz dégagés par l'anode chauffée, et aussi aux vapeurs de sel qu'il est, comme nous l'avons vu, impossible d'éviter. Ces vapeurs ne s'étendent pas très loin puisqu'elles ne peuvent rebondir par choc sur les parois froides. Mais leur présence suffit à expliquer le rendement très faible du tube. Tous les ions qui ont rencontré quelque chose sur leurs trajectoires sont en effet déviés, sinon neutralisés, et on ne peut plus les recueillir sur les plaques qui leur sont destinées. Si la pression moyenne devant l'anode est jusqu'à une certaine distance de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-3}$ mm. le libre parcours moyen d'un ion est de 5 cm. environ ; en appliquant la formule démontrée plus loin (Appendice III), on peut calculer qu'au bout de 20 cm. on ne restera plus du faisceau initial d'intensité I que :

$$i = I \cdot e^{-\frac{20}{5}}$$

soit, environ 2 o/o.

On peut conclure de là que la pression dans la région traversée par les ions est comprise entre 1 et $2 \cdot 10^{-3}$ mm. Une vérification peut être obtenue immédiatement en déplaçant à l'intérieur du tube une plaque isolée destinée à recevoir les ions à des distances variables le long de leur trajectoire. A 7 cm. de l'anode, on recueille environ 30 o/o du courant total, ce qui correspond bien aux pressions indiquées.

Pour obtenir un meilleur rendement du tube après déviation, il faudrait diminuer considérablement la longueur des

trajectoires imposées aux ions, et rien n'empêche de penser qu'on pourrait recueillir près de 50 o/o du courant initial.

13. Nature des ions. — Dans les expériences que j'ai faites avec les sels de lithium, j'ai observé les taches correspondant aux ions d'hydrogène, aux ions de lithium *doublement ionisé*, aux ions de lithium une fois ionisé, à des ions plus lourds et non identifiés qui peuvent être dus à des impuretés, telles que sodium et magnésium et aussi aux halogènes contenus dans le sel. La présence d'hydrogène est tout à fait normale; ce gaz accompagne toujours les sels des métaux alcalins tels que le lithium. Je pense que les ions de lithium doublement ionisé proviennent d'un bombardement énergétique du sel de l'anode ou des vapeurs entourant immédiatement celle-ci. Nous verrons plus loin qu'on peut observer les raies du lithium ionisé dans la lumière excitée à la surface de la cathode par l'arrivée des rayons positifs. Je pense que cette excitation du spectre d'étincelle du lithium par l'arrivée des rayons positifs est semblable à celle qui donne lieu à l'émission d'ions doublement chargés par le bombardement de l'anode dans des conditions convenables.

Il est amusant de constater que l'on peut obtenir l'émission d'ions d'hydrogène par le sel avant celle d'ions de lithium. Pour un voltage un peu inférieur au voltage nécessaire pour créer l'apparition de la tache due aux ions ordinaires de Li on peut obtenir facilement la tache due aux ions d'hydrogène seuls. Ce fait semble confirmer la théorie que j'ai précédemment indiquée : les ions d'hydrogène, plus légers, et aussi, probablement, plus ou moins perdus dans le cristal, peuvent quitter celui-ci pour un champ légèrement plus faible.

14. — La technique que je viens d'indiquer permet donc d'obtenir des faisceaux de rayons positifs assez intenses. Pour des courants inférieurs à 0,1 milliampère, l'émission

semble rester tout à fait pure, au sens où nous l'avons pris dans la première partie de ce travail. Pour des intensités supérieures, les phénomènes prennent une forme plus complexe que nous avons essayé d'analyser. Quand le débit est réduit, l'usure du sel est extraordinairement faible et l'émission du sel solide peut durer des heures sans qu'on ait besoin de regarnir la pointe. Quand ce débit est compris entre 0,2 et 0,5 milliampères, on ne peut utiliser l'anode pendant plus d'une heure ou deux. Sur la figure 12 on aperçoit, sur le côté du tube, à la hauteur de l'anode, un rodage permettant de recharger la pointe avec du sel, sans rien ouvrir, au moyen d'un petit four mobile placé dans le tube et chauffé au moment voulu.

La pièce de concentration convenablement placée améliore d'une façon intéressante la direction des rayons positifs. On se trouve ainsi avoir réalisé un dispositif qui ressemble à ceux employés couramment pour la production des rayons cathodiques et qui utilise en même temps les principes du tube à cathode pointue de Lilienfeld et du tube à cathode chauffée de Coolidge. Il convient seulement d'éviter tous les dégagements de gaz et de vapeurs, qui, en modifiant le régime, permettent d'obtenir des émissions plus intenses mais beaucoup moins pures.

IV

APPLICATION A LA SÉPARATION DES ISOTOPES DU LITHIUM

1. — Etant arrivé à obtenir une production régulière et intense de rayons positifs, j'ai pensé que l'on pouvait essayer de les utiliser à la séparation des isotopes en quantités plus considérables qu'on ne l'avait fait jusqu'à présent. Les dispositifs de production des rayons positifs utilisés jusqu'alors nécessitaient, en effet, comme dans le cas des rayons canaux, l'emploi d'un spectographe de masse compliqué. Les particules de même nature n'ayant pas toutes la même vitesse, il est nécessaire de procéder à l'« achromatisation » des faisceaux par passage à travers des diaphragmes et des champs convenablement disposés. Le résultat est de rendre le débit en ions définitivement reçu tout à fait négligeable. Si, au contraire, l'émission d'ions positifs est assez pure pour qu'on puisse se contenter de dévier les rayons dans un champ magnétique, on peut réaliser le spectographe de masse le plus simple. En recueillant les ions après leur avoir fait décrire approximativement une demi-circonférence (fig. 19) on sait que les différents rayons d'un faisceau divergent peuvent venir converger sensiblement en un même point. On évite ainsi l'introduction de diaphragmes et l'émission tout entière peut être utilisée.

J'ai indiqué dans le chapitre précédent quel est le schéma (fig. 18) de l'appareil employé pour étudier la déviation des

rayons positifs. C'est le même appareil qui m'a servi à essayer de séparer les isotopes du lithium. On sait que le lithium est constitué par deux isotopes de poids atomique 6 et 7 ; la grande différence relative existant entre ces nombres permet d'obtenir aisément deux taches très nettement séparées. Dans l'appareil utilisé, pour une ouverture de faisceau de 15° environ, la largeur des taches est de quelques millimètres, inférieure à 7 mm. La distance du milieu des taches est de plus de 1 cm. Elles sont donc très bien séparées.

S'il était possible d'obtenir plusieurs points des trajectoires du faisceau dévié, on pourrait calculer exactement le rayon des arcs de cercle décrits dans un champ magnétique uniforme de grandeur connue ; connaissant la différence de potentiel traversée par les ions, on aurait la mesure directe de leur masse. Mais, en réalité, on ne connaît que le point de départ des ions, qui est la pointe de l'anode, et celle de leur arrivée sur les plaques réceptrices. Il en résulte une certaine imprécision qui ne permet pas de faire un calcul rigoureux. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent (§ 12), j'ai cependant pu vérifier que les champs magnétiques nécessaires étaient ceux employés. Pour des rayons positifs de lithium émis sous une différence de potentiel comprise entre 30 000 et 45 000 volts, il fallait utiliser des champs magnétiques compris entre 10 000 et 13 000 gauss, ce qui correspond à un courant d'alimentation de l'électroaimant pouvant aller jusqu'à 100 ampères.

Le rayon des cercles est alors de l'ordre de 6 cm. Mais si les données géométriques sont insuffisantes pour obtenir un calcul direct des masses, la mesure de la distance séparant les taches a permis de constater qu'elles sont bien dues à deux ions de masse 6 et 7 quand on admet que la tache la plus intense est due aux ions 7. C'est ainsi que j'ai pu également vérifier que les autres taches sont dues à des ions de Lithium doublement ionisé et à des ions d'hydrogène.

D'après la formule donnée plus haut :

$$m = e \cdot \frac{H^2 \cdot r^2}{2V}$$

on peut calculer la différence des masses de deux ions quand on connaît la distance de leur tache qui est sensiblement égale à $2(r_1 - r_2)$. J'ai mesuré $d = 0$ cm. 9 avec $r_1 = 6$ cm. on trouve ainsi $m_1 - m_2 = 1$ ce qui est bien la différence de masse des isotopes de lithium.

2. Proportion des deux isotopes (17). — Si l'on admet que les isotopes donnent proportionnellement la même quantité de rayons positifs, on aura une détermination directe de leur proportion en mesurant les courants reçus sur les deux plaques P et P' quand les taches correspondantes tombent sur chaque plaque. L'hypothèse d'une émission proportionnelle aux quantités respectives en présence dans le sel me paraît tout à fait justifiée car l'agitation thermique des ions qui est la plus importante cause de leur émission, est la même pour les deux corps malgré leur différence de masse, et leur liaison dans le réseau cristallin, est absolument la même. D'autre part, au point de vue du bombardement du sel, la différence des masses ne paraît pas suffisante pour permettre une émission sensiblement plus grande de l'isotope dont la masse est la plus faible.

J'ai mesuré les courants reçus sur P et P' au moyen de deux galvanomètres ordinaires permettant de déterminer avec précision des courants d'intensité comprise entre 1/10 de microampère et 10 microampères.

Lorsque le débit est inférieur à 1 microampère, la proportion des deux courants reçus sur P et P' reste indépendante du débit et voisine de 15. On doit donc admettre que le lithium 7 est 15 fois plus abondant que le lithium 6. Quand le débit devient plus considérable, la proportion diminue progressivement et peut descendre jusqu'à une valeur de 3

ou 4. Cela est dû à l'arrivée sur la plaque relative au lithium 6 d'ions de lithium 7 créés en avant de la pointe par le bombardement de la vapeur émise par le sel. Ils se trouvent avoir traversé une différence de potentiel plus faible et sont plus faciles à dévier. C'est ainsi qu'ils viennent s'ajouter aux ions de lithium 6 provenant directement de la pointe.

Pour vérifier cette interprétation j'ai effectué une série de nouvelles mesures avec des plaques P et P' assez grandes pour qu'on puisse déplacer les taches sans qu'elles tombent en dehors, j'ai mesuré les courants reçus dans les mêmes

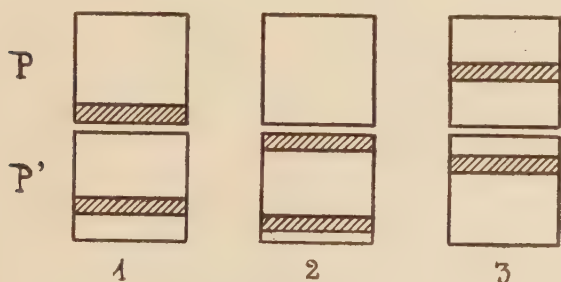


Fig. 20.

conditions de fonctionnement du tube, en faisant tomber les taches suivant les 3 schémas indiqués par la figure 20.

En supposant les courants parasites dus aux ions secondaires de lithium 7 à peu près proportionnels aux surfaces couvertes, on peut calculer, à partir des nombres mesurés dans les trois cas, la valeur exacte du rapport des courants propres de Li 7 et de Li 6. Quand on fait passer la tache 6 du bord de P (1) sur le bord contigu de P' (2), on enlève de P le courant dû aux ions de Lithium 6 et aux ions secondaires de Lithium 7 tombant au même endroit. Quand on déplace la tache 6 de manière à l'amener à une distance du bord de P (3) égale à sa propre largeur, on augmente le courant reçu par P de tous les ions secondaires de lithium 7 tombant sur une

distance égale à la largeur de la bande de lithium 6. Une simple opération de soustraction permet alors de calculer les courants propres correspondant aux ions de lithium provenant directement de la pointe. Voici, par exemple, les nombres de divisions mesurant les déviations des deux galvanomètres de sensibilité égale, obtenues dans les trois cas indiqués d'une même série de mesures.

1	{	P	4,0
		P'	32,7
2	{	P	1,5
		P'	32
3	{	P	4,3
		P'	28

En effectuant le calcul, on obtient immédiatement comme rapport des courants :

$$\frac{2,2}{32,7} = \frac{1}{14,9}$$

On retrouve bien la proportion obtenue avec des courants plus faibles, pour lesquels l'ionisation secondaire n'existe pas. Dans la série de mesures données, le rapport apparent aurait été presque double : 1/8.

3. Poids atomique moyen et poids atomique chimique. — On obtient ainsi une détermination physique du poids atomique moyen du lithium, mélange des deux isotopes. On trouve la valeur 6,935. On sait que le poids atomique adopté par les chimistes est 6,94. L'accord est donc tout à fait excellent.

4. — Dempster (1) avait cru observer de très grandes variations dans la proportion des isotopes du lithium. Le dispositif qu'il a employé ne lui permettait pas de faire des mesures *simultanément* sur les deux isotopes. Au moyen d'une variation du champ magnétique, il amenait successive-

ment les faisceaux dus au lithium 6 et au lithium 7 sur une fente par où les ions pouvaient être mesurés au moyen d'un électroscope. Rien ne prouve que l'émission obtenue par lui avait une constance suffisante pour justifier une semblable manière d'opérer. Je pense plutôt que les mesures faites successivement doivent être considérées comme tout à fait indépendantes. Rien ne prouve également que des phénomènes secondaires, difficiles à observer avec les faibles courants obtenus par Dempster ne venaient pas troubler ses mesures sans qu'il s'en doute. D'autres auteurs, sans faire de mesures précises (10), (12), ont cru observer également des variations dans le rapport des intensités des raies photographiées, ou ont, au contraire, obtenu un rapport constant et approximativement égal à celui que l'on peut attendre. Il faudrait examiner dans chaque cas la forme du dispositif pour s'assurer qu'aucune cause d'erreur ne peut exister.

5. Rendement du tube. — La présence de vapeurs dans le tube a pour conséquence de diminuer considérablement le rendement du tube en isotopes recueillis. Quand on fait fonctionner le tube avec un courant total de 0,5 milliampère, on recueille environ 10 microampères de Li 7, ce qui donne un rendement de 2 o/o. Cela tient uniquement à ce que le long d'un parcours d'une vingtaine de centimètres, le nombre de chocs possible est tout à fait considérable. Pour augmenter le rendement dans de grandes proportions, il faudrait faire décrire aux ions des arcs de cercle de rayon beaucoup plus petit. Si, par exemple, le rayon pouvait être ramené de 6 cm. à 1 cm. 5, le rendement du tube serait approximativement 10 fois plus grand. Mais cela nécessite ou bien des champs magnétiques qu'on ne peut réaliser, ou bien une modification importante des potentiels utilisés. Je pense cependant que cette difficulté peut se résoudre assez facilement et je me propose d'établir un nouveau tube où le parcours des ions serait réduit à quelques centimètres.

A l'heure actuelle, avec des débits utiles inférieurs à 10 microampères, on peut arriver en quelques heures à obtenir un dépôt de 1/100 de milligramme de Li 7, cela correspond à une quantité 15 fois plus faible de Li 6. Il est impossible d'en tirer parti pour une étude chimique quelconque. Mais si l'on pouvait réellement obtenir un débit utilisable près de 10 fois plus grand, en posant assez longtemps, on pourrait peut-être réunir une quantité assez importante de lithium séparé en ses deux isotopes. Il faudrait encore une cinquantaine ou une centaine d'heures de pose.

Ayant reçu les rayons positifs sur des plaques P et P' en platine, primitivement chauffées dans le vide et bombardées par des rayons cathodiques pour les rendre tout à fait propres, j'ai constaté que le dépôt de lithium se décelait par une teinte brune de la plaque après l'expérience. Cette teinte est probablement due, non au lithium, mais aux impuretés d'origine graisseuse qui doivent subsister à l'état de traces malgré le traitement préalable qu'on a fait subir à la lame, et qui sont réduites par le lithium.

EXCITATION DU SPECTRE D'ÉTINCELLE DU LITHIUM

1. Quand on reçoit les rayons positifs sur la cathode immédiatement devant l'anode, la plage bombardée est violemment illuminée et la couleur de cette tache est caractéristique du sel ou du métal. Ainsi, avec le lithium elle est rouge ; avec le sodium elle est jaune. J'avais pensé primitivement que la lumière était due à la neutralisation des rayons positifs (14). Mais, en réalité, cette neutralisation ne produit qu'une simple fluorescence de la surface bombardée, comme je l'ai indiqué plus haut. La lumière émise à la surface de la cathode provient beaucoup plus vraisemblablement du bombardement par les rayons positifs d'une mince couche de sels déposée devant l'anode par la volatilisation et la condensation du sel : c'est la conséquence de l'existence des vapeurs dont nous avons vu l'existence précédemment. L'élément le plus facilement excitable étant le métal sous l'action du bombardement intense dû aux rayons arrivant, le sel est à nouveau volatilisé et les atomes de métal émettent de la lumière. On constate d'ailleurs qu'un petit nuage lumineux s'étend à une faible distance devant la tache à la surface de la cathode.

2. J'ai analysé cette lumière soit par la méthode du prisme objectif en photographiant directement la tache à travers un prisme, ce qui donne évidemment le maximum de luminosité, soit en projetant l'image de la tache lumineuse sur la

fente d'un spectrographe. J'ai constaté qu'on observait d'abord les raies d'arc du métal avec une intensité très considérable ; ensuite, en posant assez longtemps, on voit apparaître des raies nouvelles qui sont des raies d'étincelle du lithium. Il y a aussi d'autres raies de très faible intensité qui sont dues à des impuretés telles que le sodium, le calcium et le silicium, dont on observe les raies ultimes, et aussi aux atomes de chlore qui sont également bombardés. La présence de raies d'étincelle du lithium à *la surface* de la cathode prouve que ces raies ont été excitées uniquement par les rayons positifs, et non par les rayons cathodiques. Des rayons positifs suffisamment rapides sont donc capables d'ioniser une fois, puis deux fois les atomes de lithium, puisque c'est en se neutralisant que les ions à charge double émettent le spectre d'étincelle de l'atome. Il y a là un phénomène qui me paraît avoir été ainsi observé pour la première fois.

3. Le tableau suivant contient la liste des raies mesurées qui n'appartiennent pas au spectre d'arc du lithium, ou à celui des impuretés métalliques contenues dans le sel.

Int.	En $\text{\AA}$	Int.	En $\text{\AA}$	Int.	En $\text{\AA}$
1	7600	0	4501	0	3756
3	* 5488	0	4256	4	* 3713
1	4910	1	4244	0	3677
2	4814	1	4187	0	3653
1	* 4678	0	4066	3	* 2934,5
1	4664	1	4053		2933,9
1	4542	1	3841	2	* 2808
1	4534	00	3818	0	2525
				1	2498

Les raies marquées d'un * ont été identifiées par plusieurs autres chercheurs comme appartenant au spectre d'étincelle

du lithium (18). On sait que le spectre d'étincelle du lithium qui est émis par l'ensemble d'un noyau et de deux électrons doit être semblable à celui de l'hélium. Il se compose en réalité de deux spectres correspondant aux formes ortho et para du spectre de l'hélium. L'atome émettant le spectre ortho est dans un état métastable; seul le spectre para correspond à une configuration stable des électrons. Les deux raies 5488 et 2934 correspondent au premier terme de chacune des séries $2S-2P$ et $2s-2p$ de ces spectres. Le potentiel d'ionisation du lithium déjà ionisé qu'elles permettent de calculer est voisin de 65 volts.

J'avais cru pouvoir interpréter plusieurs raies comme appartenant à un nouveau spectre *d'arc* du lithium, spectre émis par un atome neutre dans lequel les deux électrons K occuperaient, au lieu de la position stable, la position métastable correspondant au spectre d'étincelle ortho. Le spectre d'arc ordinaire du lithium aurait ainsi été le spectre d'arc correspondant au spectre d'étincelle para. Mais les raies que j'avais groupées en série de manière à former les éléments de ce nouveau spectre peuvent s'interpréter beaucoup plus aisément en les attribuant aux atomes de chlore produits dans le tube. Si ce second spectre d'arc existe réellement, il reste encore à le trouver.

APPENDICE

I. Calcul des forces de rappel d'un ion. — Nous avons pris comme exemple le cas le plus simple correspondant à la structure des halogénures alcalins. La figure 21 représente le cube élémentaire à faces centrées qui forme l'unité cristalline du

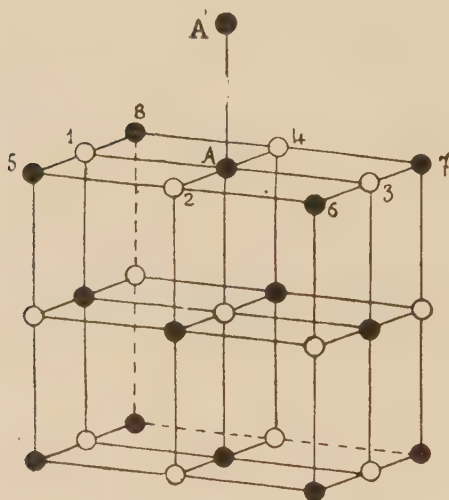


Fig. 21.

réseau. Chaque côté de ce cube représente la distance réticulaire du cristal et est égal à 2δ . Considérons le réseau indéfini constitué au moyen de ces éléments, et limité par un des plans parallèles aux faces du cube. Si l'on prend dans ce plan 2 systèmes

d'axes rectangulaires (fig. 22 et fig. 23), passant par les ions 1, 2, 4 et A, 6, 7, on remarque que l'ensemble des ions de même signe ont des coordonnées définies par les relations

$$x = m\delta\sqrt{2}, \quad y = n\delta\sqrt{2}$$

où m et n représentent tous les nombres entiers. Prenons comme axe oz la perpendiculaire au plan. Si nous déplaçons

l'ion A d'une quantité $AA' = z$, la somme des forces exercées sur lui par les ions du premier plan peut se calculer sans peine au moyen d'une série très rapidement convergente dont les termes ont été calculés par M. Appell (6). Je me contenterai de rappeler brièvement l'idée de la méthode.

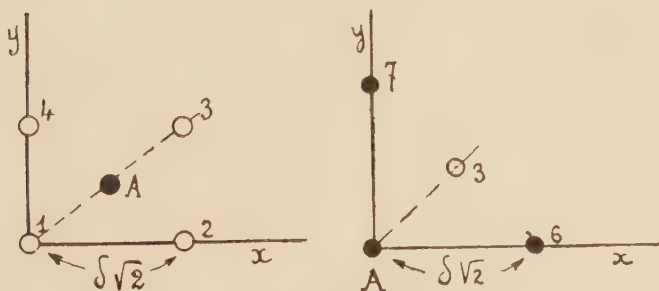


Fig. 22 et 23.

Désignons par a et b deux quantités positives, par m et n deux nombres entiers et faisons

$$r_{m,n} = \sqrt{(x - ma)^2 + (y - nb)^2 + z^2}$$

$$\varrho_{m,n} = \sqrt{m^2 a^2 + n^2 b^2}$$

Formons la fonction

$$\Phi(x, y, z, a, b) = \frac{1}{r_{0,0}} + \sum_1 \left(\frac{1}{r_{m,n}} - \frac{1}{\varrho_{m,n}} - \frac{amx + bny}{\varrho_{m,n}^3} \right)$$

la somme Σ_1 étant étendue à toutes les valeurs entières positives négatives et nulles de m et n , la combinaison $m = n = 0$ étant exceptée. Cette fonction vérifie l'équation $\Delta\Phi = 0$ et ses pôles de résidus $+1$ sont tous les points de coordonnées

$$x = ma, \quad y = nb, \quad z = 0$$

Φ représente, à un facteur près, le potentiel des ions du

réseau plan considéré si l'on fait $a = b = \delta \sqrt{2}$. Les termes en $\frac{1}{\rho_{m,n}}$ et $\frac{amx + bny}{\rho_{m,n}^3}$, ne sont introduits que pour assurer la convergence de la série. Comme ces termes disparaissent dans la dérivée par rapport à z , $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ est précisément égal à la composante normale de la résultante des forces que nous cherchons.

Pour calculer Φ , on cherche un développement de la forme

$$\Phi = \sum_{\mu=0, \nu=0}^{\mu=\infty, \nu=\infty} A_{\mu\nu} \cdot \cos \frac{2\pi\mu x}{a} \cdot \cos \frac{2\pi\nu y}{b}.$$

On peut calculer les coefficients $A_{\mu\nu}$ en passant par l'intermédiaire de la dérivée $\frac{\partial \Phi}{\partial z}$. On arrive au résultat en introduisant des fonctions elliptiques et en se servant des relations qui existent entre elles, ce qui permet de transformer le signe Σ en une intégrale définie. C'est une transformation qui doit paraître naturelle si l'on pense que les fonctions elliptiques présentent précisément une double périodicité dans le plan.

On obtient ainsi :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \sum_{\mu, \nu=0}^{\mu, \nu=\infty} -\frac{8\pi}{ab} \cdot e^{-2\pi z \sqrt{\frac{\mu^2}{a^2} + \frac{\nu^2}{b^2}}} \cos \frac{2\pi\mu x}{a} \cdot \cos \frac{2\pi\nu y}{b}$$

si $\mu = \nu = 0$ le coefficient 8 doit être remplacé par 2 ; si un seul des nombres μ, ν est nul, il est remplacé par 4.

L'application de la formule nous donne immédiatement la solution du problème cherché. Si nous nous rapportons à la figure 23 nous voyons immédiatement que les forces d'attraction de l'ion déplacé sont :

$$F_1 = \frac{4\pi e^2}{\delta^2} \cdot \Sigma e^{-\frac{2\pi z}{\delta\sqrt{2}} \sqrt{m^2 + n^2}} \cdot \cos \pi m \cos \pi n$$

puisque les coordonnées de A sont $x = y = \frac{\delta\sqrt{2}}{2}$. Quant aux forces de répulsion (fig. 24), on voit qu'elles ont pour valeur

$$F_2 = \frac{4\pi e^2}{\delta^2} \cdot \Sigma e^{-\frac{2\pi\epsilon}{\delta\sqrt{2}}\sqrt{m^2+n^2}}.$$

De la somme de ces forces provenant de tous les ions supposés immobiles, il faut retrancher la répulsion qui proviendrait de l'ion A s'il était, lui aussi, à sa place, mais qui disparaît puisqu'on l'enlève. On obtient ainsi pour le premier plan :

$$F' = F_1 - F_2 + \frac{e^2}{\epsilon^2}.$$

Pour effectuer le calcul de F' , on remarquera que la différence $F_1 - F_2$ laisse subsister seulement les termes pour lesquels le produit $m.n$ est impair. On fait de même le calcul pour chacun des plans réticulaires successifs qui sont au-dessous, en remarquant que pour les suivants on n'a plus à introduire de terme en $\frac{1}{\epsilon^2}$, que les ions sont deux à deux changés de signe et que z augmente chaque fois de δ . Pour $AA' = \delta$, il suffit pratiquement de calculer les deux premiers termes de la série. On trouve ainsi

$$F = F' + F'' = \frac{e^2}{\delta^2} \times 0,7.$$

Voici quelques autres valeurs :

AA'	$F. \frac{\delta^2}{e^2}$	AA'	$F. \frac{\delta^2}{e^2}$
0	0,30	δ	0,70
		2δ	0,24
$\frac{\delta}{2}$	0,81	3δ	0,11

La valeur de F pour $AA' = 0$ n'est pas nulle puisqu'il y a attraction électrostatique par l'ion situé immédiatement au-

dessous de A. Mais si l'on tient compte des forces de répulsion particulières en $\frac{1}{r^3}$, qui se réduisent pratiquement à la répulsion due à l'ion situé au-dessous de A, on doit avoir en réalité $F = 0$ pour $AA' = 0$. Cela donne la valeur de la constante dans la fonction $\varphi = \frac{x}{(\varepsilon + x)^3}$ qu'il faut retrancher de F pour obtenir la résultante totale des forces agissant sur A. Puisque, pour $x = 0$, $F - \varphi = 0$ c'est que $\frac{x}{\varepsilon^3} = 0,3 \cdot \frac{e^2}{\varepsilon^2}$, ce qui donne α . En calculant quelques valeurs numériques, on obtient ainsi la courbe de la figure 3. L'ordonnée maximum F_m correspond à $F_m = 0,86 \cdot \frac{e^2}{\varepsilon^2}$, soit à un champ $h_m = 0,86 \cdot \frac{e}{\varepsilon^2}$, ce qui correspond à $48 \cdot 10^6$ volts/cm. pour $\delta = 5 \cdot 10^{-8}$ cm. On peut calculer le travail d'extraction d'un ion en déterminant graphiquement l'aire de la courbe. Pour emmener un ion, à partir du cristal, jusqu'à l'infini, il faut dépenser une énergie correspondant à 4,2 volts pour $\delta = 5 \cdot 10^{-8}$.

Pour trouver quel champ extérieur doit permettre l'arrachement d'un ion ayant une énergie cinétique donnée, on cherche également par une méthode graphique quelle est l'ordonnée qui coupe la courbe de manière que l'aire $M_1 F_m M_2$ soit égale à l'énergie de l'ion. On trouve ainsi pour

0,5 volt	$h = 25 \cdot 10^6$ volts/cm.
1 volt	$h = 17 \cdot 10^6$ volts/cm.
1,5 volt	$h = 13 \cdot 10^6$ volts/cm.

II. Calcul du champ entre une pointe et un plan. — Dans ses leçons sur les fonctions inverses des transcendentes et les surfaces isothermes, Lamé (19) démontre que les hyperboloïdes de révolution homofocaux dont l'équation est :

$$(1) \quad Ch^2V(x^2 + y^2) - \frac{z^2}{Th^2V} + c^2 = 0$$

représentent des surfaces équipotentiellles. Le paramètre V est précisément le potentiel. En résolvant l'expression (1) par rapport à V , on voit immédiatement que le potentiel en un point z de l'axe de révolution est :

$$(2) \quad V = \frac{1}{2} \cdot K \cdot \text{Log nép.} \frac{c + z}{c - z}.$$

Il en résulte que le champ vaut en ce point :

$$(3) \quad h = \frac{dV}{dz} = K \cdot \frac{c}{c^2 - z^2}.$$

Soit $V(\beta)$ le potentiel de l'hyperboloïde dont les axes sont α et β . On a :

$$c^2 = \alpha^2 + \beta^2$$

$$(4) \quad V(\beta) = \frac{1}{2} K \cdot \text{Log nép.} \frac{c + \beta}{c - \beta}.$$

Le potentiel du plan principal non transverse étant $V(0) = 0$, la différence de potentiel entre ce plan et l'hyperboloïde $H\beta$ est précisément $V_0 = V(\beta)$, ce qui détermine K .

En portant dans l'expression (3) la valeur de K ainsi calculée, on obtient la valeur du champ au point de cote z :

$$h = -2V_0 \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cdot \frac{1}{\text{Log nép.} \left[\frac{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} + \beta}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} - \beta} \right]} \cdot \frac{1}{z^2 - \alpha^2 - \beta^2}.$$

Le rayon de courbure à la pointe est $R = \frac{\alpha^2}{\beta}$ et la tangente du demi angle des asymptotes que nous prenons comme angle de la pointe vaut $\frac{\alpha}{\beta}$. Si l'on suppose que cet angle est très petit ainsi que le rayon de courbure on peut simplifier l'expression et l'on trouve :

$$h = -2V_0 \beta \cdot \frac{1}{\text{Log nép.} \frac{4\beta^2}{\alpha^2}} \cdot \frac{1}{z^2 - \alpha^2 - \beta^2}.$$

Pour $z = \frac{\rho}{2}$:

$$(5) \quad h = 2V_0 \frac{\beta}{a^2} \cdot \frac{1}{\text{Log nép. } \frac{4\beta^2}{a^2}}.$$

Cette formule exprime h en fonction du rayon de courbure au sommet de la pointe et de l'angle des asymptotes. On peut mettre en évidence la distance β de la pointe au plan en écrivant h de la manière suivante :

$$h = 2V_0 \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{\text{Log nép. } \frac{4\beta}{R}}.$$

Si $V_0 = 50.000$ volts, $R = 10^{-3}$ cm., $\beta = 0,5$ cm., on trouve :

$$h = 13.10^6 \text{ volts/cm.}$$

Pour $R = 10^{-4}$ cm., on a, dans les mêmes conditions :

$$h = 10^8 \text{ volts/cm.}$$

Remarquons que h varie peu en fonction de β , le rayon de courbure restant constant. On peut en effet écrire le dénominateur sous la forme $\text{Log nép. } \beta - \text{Log nép. } \frac{4}{R}$ et sa partie principale est $\text{Log nép. } \frac{4}{R}$. β peut varier dans de grandes limites sans que h varie sensiblement. Ainsi, pour $R = 10^{-3}$ cm., $h = 11,2.10^6$ volts/cm. si $\beta = 2$ cm., $h = 13.10^6$ volts/cm. pour $\beta = 0,5$ cm., et $h = 14.10^6$ volts/cm. pour $\beta = 0,25$ cm. Mais si l'on fait varier β en conservant R constant, cela revient à faire varier l'angle des asymptotes. Ceci nous montre que le rayon de courbure au sommet de la pointe semble jouer le rôle principal.

Si nous considérons maintenant une pointe A , représentée par une nappe d'un hyperboloïde, et un plan, le plan n'étant plus le plan principal de l'hyperboloïde, le calcul que nous venons de faire ne s'applique plus. Mais la remarque précé-

dente nous permet cependant de déterminer le champ avec une certaine approximation. Il suffit de considérer une nappe d'hyperboloïde A_2 ayant le même sommet et dont le plan principal coïncide avec le plan C. La donnée du rayon de courbure et de l'axe β détermine l'angle des asymptotes de la nouvelle hyperbole A_2 . Comme nous venons de voir que la variation de cet angle influe assez peu sur la grandeur du champ au sommet, on peut admettre que le champ calculé pour A_2 sera très voisin du champ réel. Si la pointe présente une forme plus ou moins analogue à celle d'un hyperboloïde, connaissant le rayon de courbure au sommet et la distance au plan, on pourra déterminer approximativement le champ en passant par l'intermédiaire de la nappe d'hyperboloïde qui satisfait aux conditions du calcul.

Au voisinage du plan C, et dans la plus grande partie de l'espace compris entre la pointe et le plan, le champ est à peu près uniforme. Ainsi, dans le cas où $\beta = 0,5$ cm., avec $V_0 = 50\ 000$ volts le calcul donne immédiatement :

$h = 25\ 000$ volts/cm.	pour $z = 0$
27 000	$z = \frac{z}{4}$
33 000	$z = \frac{z}{2}$
45 000.	$z = \frac{3z}{4}$

La confirmation expérimentale de ces résultats, obtenue au moyen de la mesure directe du champ par l'effet Stark est tout à fait bonne. A la pointe, nous avons vu que les champs mesurés atteignent un peu moins de $2 \cdot 10^6$ volts/cm. Et si des champs plus considérables n'ont pas été observés, c'est probablement à cause du manque de lumière à la surface même de la pointe, dans un volume qui est trop petit pour contenir un nombre suffisant d'atomes lumineux. D'autre part les mesures de Poirot (16) ont montré que le champ est à peu près uniforme dans la plus grande partie de l'espace

qui sépare la pointe du plan de la cathode. Le champ n'augmente brusquement qu'au voisinage de la pointe, et les nombres obtenus concordent tout à fait bien avec ceux que nous venons de déterminer. La pointe étant à environ 0,5 cm. du plan de la cathode, et la différence de potentiel étant comprise entre 35 000 et 40 000 volts, on observe sur les raies émises entre l'anode et la cathode un effet Stark à peu près constant, sauf au voisinage de la pointe où il augmente rapidement. Le champ uniforme mesuré dans ce cas est d'environ 20 000 volts/cm., ce qui correspond bien au nombre calculé. Aucune chute de potentiel ne s'observe au voisinage de la cathode, ce qui prouve bien que le régime de la décharge n'est pas du tout celui d'un tube ordinaire à gaz raréfié.

III. Disparition des ions d'un faisceau traversant un gaz. — Considérons un faisceau rectiligne de particules semblables traversant un gaz dans lequel le libre parcours moyen est λ . Soit N le nombre des particules à l'origine. Soit n le nombre de celles qui n'ont subi aucun choc entre l'origine et le point d'abscisse x . Le nombre dn de particules qui subissent un choc entre x et $x + dx$ est :

$$dn = -\frac{ndx}{f}$$

où f est une constante qui ne dépend que de la pression du gaz. Par définition le libre parcours moyen λ est égal à la moyenne des chemins parcourus par les particules considérées. On doit donc avoir :

$$\lambda = \frac{1}{N} \cdot \int_0^\infty xdn.$$

Or :

$$\int_0^\infty xdn = [x.n]_0^\infty - \int_0^\infty ndx = f \int_0^\infty dn = f.N.$$

puisque $[x.n]$ est nul pour $x = 0, n = N$, et $x = \infty, n = 0$. On a donc : $f = \lambda$.

D'où :

$$\frac{dn}{n} = -\frac{dx}{\lambda}$$

$$n = N.e^{-\frac{x}{\lambda}}.$$

On obtient bien ainsi la formule utilisée au chapitre III,
§ 12.

RÉSUMÉ

1. — J'ai essayé de mettre en évidence les phénomènes élémentaires qui donnent lieu aux émissions de rayons positifs. Ces émissions paraissent être déterminées par l'existence de champs électriques considérables qui permettent d'obtenir l'arrachement d'ions positifs à la surface solide de sels chauffés ou convenablement bombardés. Le calcul de l'ordre de grandeur des champs électriques nécessaires conduit à des nombres compris entre 10^7 et 10^8 volts-cm. Il nous est apparu que la réalisation expérimentale de ces champs était tout à fait possible. J'ai montré comment le phénomène élémentaire devait nécessairement s'accompagner de phénomènes secondaires et quelle forme doit en résulter pour la décharge.

2. — Les expériences réalisées sur l'émission des rayons positifs par des pointes recouvertes de sel ont permis de vérifier ces résultats théoriques, qui expliquent également les résultats obtenus par les auteurs précédents. Ces recherches m'ont permis de dégager les points principaux d'une technique plus satisfaisante permettant d'obtenir des émissions intenses, homogènes, et convenablement dirigées.

3. — J'ai essayé d'utiliser ces émissions pour obtenir la séparation des isotopes du lithium en quantités sensiblement plus grandes qu'on ne l'avait fait jusqu'à présent. Il paraît possible de recueillir facilement des dépôts de $1/100$ de milligramme. Des perfectionnements en cours de réalisa-

tion permettront sans doute de les rendre plus considérables.

4. — La lumière émise dans certaines conditions sous l'action du bombardement de la cathode par les rayons positifs du lithium contient des raies nouvelles de cet élément. Elles sont attribuables à son spectre d'étincelle et permettent de calculer un potentiel d'ionisation double, voisin de 65 volts.

BIBLIOGRAPHIE

1. DEMPSTER. — *Phys. Rev.*, **18**, 1921, 419; *Science*, **53**, 1921, 363.
2. DEBYE et SCHERRER. — *Phys. Zeitsch.*, **19**, 1918, 474.
3. BORN. — *Dynamik der Krystalgitter*, B. G. Teubner, Leipzig, 1915.
4. RICHARDS et JONES. — *Jour. Amer. Chem. Soc.*, **31**, 1909, 158.
5. BORN et LANDÉ. — *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **20**, 1918, 210.
6. APPEL. — *Journ. de Math. pures et appl. de Jourdan*, **3**, 1887, 1.
7. RICHARDSON. — *The Emission of electricity from hot bodies*.
8. LILIENFELD. — *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **2**, 1921, 13; *Phys. Zeitsch.*, **23**, 1922, 506; *Amer. J. Röntg.*, **9**, 1922, 172.
9. GEHRCKE et REICHENHEIM. — *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.*, **8**, 1906, 559; **9**, 1907, 76, 200, 376; **10**, 1908, 217; *Ann. der Phys.*, **25**, 1908, 861.
10. G.-P. THOMSON. — *Phil. Mag.*, **42**, 1921, 857.
11. ASTON. — *Phil. Mag.*, **42**, 1921, 436; *Nature*, **107**, 1921, 72.
12. ASTON. — *Phil. Mag.*, **47**, 1924, 385.
13. MORAND. — *Journal de Phys.*, **5**, 1924, 105.
14. MORAND. — *C. R. Ac. Sc.*, **182**, 1926, 883; **178**, 1924, 1528, 1701, 1897.
15. MORAND. — *C. R. Ac. Sc.*, **181**, 1925, 544; **182**, 1926, 623.
16. A. POIROT. — *Journal de Phys.*, **5**, 1924, 105.
17. MORAND. — *C. R.*, **181**, 1926, 460.
18. MOHLER. — *Phys. Rev.*, **23**, 1924, 108; *Bur. Stand. Sc. Pap.*, n° **20**, 1925, 505.
 SUGIURA. — *Journal de Phys.*, **6**, 1925, 323.
 SCHULER. — *Naturwissenschaften*, **12**, 1924, 579; *Ann. d. Phys.*, **76**, 1925, 293.
 WERNER. — *Nature*, **115**, 1925, 191.
19. LAMÉ. — *Leçons sur les fonctions inverses des transcendentes et les surfaces isothermes*.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Utilisation de la classification de Mendelyeff
et des idées de Bohr pour la recherche
des éléments encore inconnus.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 3 décembre 1926.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

P. LAPIE.

